

Université de Montréal

Recherche de systèmes binaires d'étoiles naines blanches par comparaison des paramètres  
atmosphériques obtenus à partir des spectres visibles et ultraviolets

par

Charles-Philippe Lajoie

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

Août, 2005

©Charles-Philippe Lajoie, 2005



QC

3

U54

2005

v. 026



## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Recherche de systèmes binaires d'étoiles naines blanches par comparaison des paramètres  
atmosphériques obtenus à partir des spectres visibles et ultraviolets

présenté par:

Charles-Philippe Lajoie

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Pierre Bergeron,	directeur de recherche
François Wesemael,	membre du jury

Mémoire accepté le:

31/08/05

# Sommaire

Les supernovae de type Ia sont interprétées comme étant le résultat de la fusion d'un système binaire composé de deux naines blanches. Toutefois, de tels systèmes binaires avec des périodes suffisamment courtes pour que leur fusion se produise dans des temps relativement courts ne semblent pas exister en assez grand nombre pour expliquer le taux de supernovae de type Ia observé. Les limitations des techniques utilisées jusqu'à maintenant pour découvrir ces systèmes nous amènent donc à proposer une nouvelle approche spectroscopique à la détection de ces systèmes. Pour les 141 étoiles DA de notre échantillon, nous comparons les températures effectives obtenues (1) à partir du profil des raies de Balmer et (2) à partir de la distribution d'énergie UV (spectres IUE). Bien que les systèmes binaires déjà connus ressortent clairement avec notre méthode d'analyse, la majeure partie des étoiles chaudes et/ou distantes montrent des différences de températures attribuables principalement au rougissement interstellaire. De plus, il s'est avéré que la présence de métaux dans l'atmosphère des naines blanches chaudes ne peut expliquer les résultats observés. Finalement, la simulation de systèmes binaires permet d'exclure la nature binaire comme cause des divergences de températures pour la majeure partie de nos étoiles. À la lumière de nos résultats, nous identifions aussi quelques candidats binaires intéressants.

*Mots clefs: étoiles: naines blanches — évolution — binaires — supernovae — spectroscopie — paramètres fondamentaux*

# Abstract

The search for unresolved white dwarfs binary systems is presently an intense field of research because of their possible implication in type Ia supernovae. The main reason for that enthusiasm is that the number of known double degenerates (DDs) is relatively small (1) compared to the number predicted by binary evolution theory and (2) to explain the type Ia supernova rate. The problem is that DDs are difficult to detect because of their small angular separation. Our goal is to detect such systems by comparing both the temperature obtained by fitting the profiles of the hydrogen Balmer lines and the temperature obtained by fitting the UV energy distribution (drawn from the IUE archive). In this way, we have thus fitted and analyzed 141 DA stars. Even though known DDs clearly stand out in this work, our results show that most of the discrepancies between optical and UV temperatures can be explained by the presence of interstellar reddening. It is also shown that the presence of heavy elements in the atmosphere of hot DA stars cannot explain the observed discrepancies. On the other hand, simulations of composite spectrum of DDs also show that the discrepant objects cannot be explained in terms of binarity. Given these facts, some interesting candidates still remain and are being investigated. By doing so, we wish to either validate or not our new approach for finding DDs.

*Subject headings: stars: white dwarfs — evolution — binaries — supernovae — spectroscopic fundamental parameters*

# *Table des matières*

Sommaire	ii
Abstract	iii
Table des matières	iv
Liste des figures	vi
Liste des tableaux	viii
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Origine des naines blanches . . . . .	3
1.1.1 Évolution simple . . . . .	3
1.1.2 Évolution binaire . . . . .	6
1.2 Recherche de systèmes binaires d'étoiles dégénérées . . . . .	12
1.3 Nouvelle approche à la détection de systèmes binaires . . . . .	14
<b>2 Observations et définition de l'échantillon</b>	<b>16</b>
2.1 Observations UV . . . . .	16
2.2 Observations dans le visible . . . . .	22
2.3 Étoiles rejetées . . . . .	26
<b>3 Méthode d'analyse</b>	<b>28</b>
3.1 Modèles d'atmosphère . . . . .	28
3.1.1 Approximations . . . . .	29

## TABLE DES MATIÈRES

v

3.2	Méthode spectroscopique . . . . .	30
3.2.1	Spectre visible . . . . .	31
3.2.2	Spectre UV . . . . .	33
<b>4</b>	<b>Analyse des données spectroscopiques</b>	<b>39</b>
4.1	Statistiques de l'échantillon . . . . .	45
4.2	Comparaison des estimés de température effective . . . . .	49
4.3	Simulations de systèmes binaires . . . . .	52
4.4	Rougisement interstellaire . . . . .	56
4.5	Présence de métaux dans les atmosphères . . . . .	63
4.5.1	TLUSTY . . . . .	64
4.5.2	Modèles d'atmosphère avec métaux . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Objets particuliers</b>	<b>70</b>
<b>6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>76</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>78</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>82</b>



# *Liste des figures*

1.1	Tracés évolutifs de la température et de la densité du coeur d'étoiles de différentes masses . . . . .	5
1.2	Équipotentielles d'un système à deux corps . . . . .	7
1.3	Scénarios évolutifs pour différents systèmes binaires . . . . .	10
2.1	Spectres visuels pour l'échantillon complet d'étoiles DA . . . . .	24
3.1	Exemples des deux procédures de normalisation des raies de Balmer . . . . .	32
3.2	Meilleurs accords entre les profils synthétiques et observés des raies de Balmer pour quelques étoiles de notre échantillon . . . . .	34
3.3	Meilleurs accords entre les spectres synthétiques et la distribution d'énergie UV selon les deux méthodes de détermination de $T_{\text{eff}}$ . . . . .	35
3.4	Effets d'une magnitude biaisée sur la détermination de $T_{\text{eff}}$ . . . . .	37
4.1	$T_{\text{eff}}$ en fonction de la masse pour l'échantillon complet . . . . .	45
4.2	$T_{\text{eff}}$ dans l'UV en fonction de $\log g$ pour les étoiles proches de la bande d'instabilité des ZZ Ceti . . . . .	47
4.3	Comparaison des distributions du nombre de DA en fonction de la masse pour notre échantillon et celui des étoiles PG . . . . .	48
4.4	Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de $T_{\text{opt}}$ avec la méthode de la pente . . . . .	49
4.5	Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de $T_{\text{opt}}$ avec la méthode de normalisation à $V$ . . . . .	50

4.6	Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de la distance avec la méthode de la pente . . . . .	51
4.7	Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de la distance avec la méthode de normalisation à $V$ . . . . .	52
4.8	Simulations de systèmes binaires en utilisant la méthode de la pente . . . . .	54
4.9	Simulations de systèmes binaires en utilisant la méthode de normalisation à $V$ . . . . .	55
4.10	Courbe d'extinction sélective de Seaton (1979) . . . . .	57
4.11	Simulations des différences de températures en incluant le rougissement inter-stellaire (méthode de la pente) . . . . .	59
4.12	Simulations des différences de températures en incluant le rougissement inter-stellaire (méthode de normalisation à $V$ ) . . . . .	60
4.13	Structure en température pour notre modèle hors-ETL avec des métaux calculés avec TLUSTY . . . . .	67
4.14	Spectres synthétiques avec des métaux calculés avec TLUSTY . . . . .	68
5.1	Différences de températures pour les étoiles situées à 75 pc ou moins . . . . .	71

## *Liste des tableaux*

1.1	Systèmes binaires connus ou suspectés de contenir deux naines blanches . . . .	13
2.1	Échantillon complet d'étoiles DA sélectionnées à partir de l'archive IUE . . . .	19
4.1	Résultats pour l'échantillon complet d'étoiles DA . . . . .	41
4.2	Valeurs de $X(x)=A_\lambda/E_{B-V}$ pour $1.0 \leq x \leq 2.70$ . . . . .	58
4.3	Densités de colonnes mesurées dans la direction de quelques étoiles de l'échantillon	61
4.4	Abondances de métaux typiques de G191–B2B . . . . .	65

## *Chapitre 1*

# Introduction

Les étoiles naines blanches sont des cadavres stellaires. Le coeur de ces objets n'étant plus le siège d'intenses réactions nucléaires, leur luminosité n'est due qu'au rayonnement thermique émanant de l'intérieur encore très chaud. Ultiment, dans quelques milliards d'années, quand ces étoiles auront épuisé leur réservoir d'énergie thermique, elles deviendront des naines noires, des objets absolument froids et complètement cristallisés desquels aucune radiation n'est émise.

Malgré le fait que ces objets semblent inertes, on sait aujourd'hui que les naines blanches possèdent des propriétés physiques surprenantes et complètement différentes des étoiles normales comme le Soleil. En particulier, leur masse comparable à celle du Soleil et leur rayon comparable à celui de la Terre leur confèrent des densités incomparables qui, au début du 20<sup>e</sup> siècle, soulevèrent une question fondamentale: pourquoi ces objets ne s'effondrent-ils pas sous l'effet de leur propre gravité? Déjà, à cette époque, on savait que le support hydrostatique des étoiles était assuré par l'équilibre entre la force de gravité et le gradient de pressions gazeuse et radiative. Or, dans le cas des naines blanches, ce gradient de pression ne peut repousser la force gravitationnelle parce que cette dernière est trop forte. Il fallait donc chercher une autre explication pour justifier l'existence des naines blanches. La réponse vint en 1930. C'est en utilisant les outils récemment développés de la mécanique quantique et de récentes avancées théoriques que Subramanyan Chandrasekhar, alors âgé de seulement 19 ans, comprit que le support hydrostatique des étoiles naines blanches était dû aux

électrons dégénérés. La dégénérescence des électrons est attribuable aux conditions de densités extrêmes qui règnent dans le coeur des naines blanches. En effet, comme les électrons sont des fermions (spin demi-entier), ils sont soumis au principe d'exclusion de Pauli, qui stipule que deux électrons ne peuvent occuper le même état quantique simultanément. Par conséquent, lorsqu'un niveau d'énergie est rempli, les électrons sont contraints d'occuper les niveaux plus énergétiques. De cette façon, les électrons deviennent hautement énergétiques et ce, indépendamment de leur énergie thermique (i.e. que même si  $T=0$  K, les électrons demeurent encore très énergétiques). C'est l'agitation cinétique de ces électrons énergétiques qui fournit le gradient pression (de dégénérescence) nécessaire au support hydrostatique des naines blanches. Comme cette pression de dégénérescence est indépendante de la température, les naines blanches sont condamnées à évoluer à rayon constant (ou à peu près), lequel est fixé par la masse de l'étoile. En effet, comme le principe d'incertitude de Heisenberg stipule que l'énergie cinétique des électrons est d'autant plus grande que ces derniers sont près les uns des autres, plus la masse d'une naine blanche est grande, plus la pression nécessaire à son soutien hydrostatique doit être grande. Par conséquent, le rayon de l'étoile doit diminuer de façon à ce que les électrons soient confinés plus près les uns des autres et fournissent une pression plus grande. Résumons en disant que plus une naine blanche est massive, plus elle est petite. Mais, la masse d'une étoile dégénérée ne peut augmenter indéfiniment. Dans le cas des naines blanches, le support hydrostatique fourni par les électrons dégénérés est limité à  $\sim 1.37 M_{\odot}$ , qu'on appelle aussi la masse limite de Chandrasekhar. Au-delà de cette masse, la gravité de l'étoile l'emporte sur la pression de dégénérescence et le coeur de l'étoile s'effondre violemment pour ensuite exploser sous forme de supernova. Ce qui reste de cette supernova est soit une étoile à neutrons (où cette fois-ci, ce sont les neutrons qui sont dégénérés), soit un trou noir.

Mais, comment une étoile de la séquence principale aboutit-elle au stade naine blanche? Cette question est d'intérêt puisqu'elle permet de situer les naines blanches dans le cadre de la théorie de l'évolution stellaire. De plus, en connaissant les étapes évolutives d'une naine blanche, on peut mettre en évidence certaines caractéristiques propres à chacun des chemins évolutifs menant au stade naine blanche. Conséquemment, dans certains cas, il est possible

de retracer les étapes évolutives d'un objet particulier à partir de ses propriétés observées. C'est pourquoi les deux prochaines sections résument les chemins évolutifs d'une étoile simple et d'une étoile double.

## 1.1 Origine des naines blanches

Plus de 90 % de la vie d'une étoile consiste à convertir, dans ses régions centrales, l'hydrogène en hélium. Comme les réserves d'hydrogène dans les étoiles sont substantielles, la fusion de l'hydrogène peut soutenir la luminosité des étoiles pendant plusieurs millions d'années, voire des milliards d'années. En fait, plus une étoile est massive, plus elle est gourmande en hydrogène et plus son passage sur la séquence principale est rapide. Par exemple, une étoile de  $1 M_{\odot}$  passera environ 10 milliards d'années sur la séquence principale tandis qu'une étoile de  $5 M_{\odot}$  n'y passera que 60 millions d'années. Ainsi, tranquillement, l'hélium produit par les réactions nucléaires s'accumule dans le centre des étoiles et, lorsque les réserves d'hydrogène dans les régions centrales s'amenuisent, divers changements structuraux prennent place. L'évolution subséquente de l'étoile dépend alors fortement de la masse initiale de l'étoile.

### 1.1.1 Évolution simple

Nous décrivons ici l'évolution d'une étoile simple, c'est-à-dire une étoile qui ne subit aucune influence gravitationnelle suffisamment forte pour que la structure de son atmosphère soit modifiée.

Les étoiles de faible masse ( $M \lesssim 2.3 M_{\odot}$ ) développent un cœur d'hélium dégénéré dont la fusion devient possible si la masse du cœur atteint  $\sim 0.45 M_{\odot}$  (Iben 1991). La zone où l'hydrogène est « brûlé » se trouve alors dans une mince coquille concentrique au cœur de l'étoile. Si la masse du cœur le permet, la fusion de l'hélium dans des conditions dégénérées conduit à une série d'explosions (flashes d'hélium) et à la formation progressive d'un cœur de carbone et d'oxygène (CO) dégénérés. Les conditions de température et de pression dans le cœur des étoiles de faible masse sont insuffisantes pour initier la fusion du carbone en éléments plus lourds. À ce moment, l'étoile est sur la branche asymptotique des géantes (AGB) et sa luminosité provient de la fusion en couches de l'hydrogène et de l'hélium. La phase AGB

est une phase d'instabilités thermiques (produites par des sursauts périodique de combustion de l'hélium) qui dépouillent littéralement l'étoile de son enveloppe sous la forme d'un vent stellaire. Ultiment, le coeur dégénéré de l'étoile est mis à nu et ce qui en reste est appelé une naine blanche. Typiquement, à ce stade, une étoile de faible masse aura alors perdu plus de la moitié de sa masse initiale (Iben 1991). De plus, la force gravitationnelle à la surface de cette naine blanche est telle que la diffusion des éléments lourds vers le bas de l'atmosphère purifie l'atmosphère en hydrogène (ou, dans certains cas, en hélium). L'objet résultant est alors une naine blanche avec une atmosphère principalement composée d'hydrogène ou d'hélium.

L'évolution des étoiles de masse intermédiaire ( $2.3 \lesssim M/M_{\odot} \lesssim 8.0$ ) est assez semblable à celle des étoiles de faible masse, à la seule différence que la fusion de l'hélium est initiée dans des conditions non-dégénérées: il n'y a donc pas de flashes d'hélium. De plus, les étoiles de masse intermédiaire produisent des coeurs de CO plus massifs que les étoiles de faible masse. En effet, le brûlage en couches de l'hydrogène et de l'hélium dure beaucoup plus longtemps pendant l'AGB comparativement aux étoiles de faible masse, permettant au coeur de CO de croître en masse. La masse de ce coeur de CO dégénéré culmine généralement à  $\sim 1 M_{\odot}$  (García-Berro et al. 1997) sans toutefois que la fusion nucléaire n'y soit initiée. Par la suite, l'enveloppe de l'étoile est expulsée, comme dans le cas des étoiles de faible masse, et le coeur dégénéré de CO est mis à jour sous la forme d'une naine blanche.

Quant aux étoiles dont la masse se situe entre 8 et  $\sim 11 M_{\odot}$  (au-delà de  $11 M_{\odot}$ , l'étoile ne devient plus une naine blanche), le cycle des réactions nucléaires peut se poursuivre au-delà du carbone pour former un coeur d'oxygène et de néon (ONe) dégénérés. Pour former une naine blanche massive sans que le coeur de ONe n'atteigne la limite de Chandrasekhar et n'explose en supernova, d'importantes pertes de masse doivent avoir lieu dans ces étoiles massives. En effet, s'il n'y a aucune perte de masse, la pression de dégénérescence des électrons ne peut supporter le coeur de CO et celui-ci s'effondre. Pendant l'effondrement, la combustion du carbone en O et Ne devient explosive et la capture d'électrons sur les isotopes  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{22}\text{Na}$  et  $^{20}\text{Ne}$  mène à la formation d'une étoile à neutrons. Mais, comme les étoiles massives ont toutes des vents stellaires considérables, la masse du coeur de ONe n'atteint généralement pas  $1.37 M_{\odot}$ . C'est pourquoi on pense que les naines blanches dont la masse est supérieure à 1

$M_{\odot}$  possèdent fort probablement toutes un coeur composé de ONe (García-Berro et al. 1997). Toutefois, il semble que ce schéma évolutif ne soit pas si évident. Nomoto (1984) mentionne que la création d'une naine blanche composée de ONe est très peu probable en raison de la sensibilité des modèles aux conditions de perte de masse. Par ailleurs, Yungelson et al. (1994) suggère que ces naines blanches massives composées d'un coeur de ONe pourraient aussi provenir de la fusion de deux naines blanches dans un système binaire serré. Par conséquent, les naines blanches massives composées de ONe existent, mais sont probablement beaucoup plus rares que tous les autres types de naines blanches.

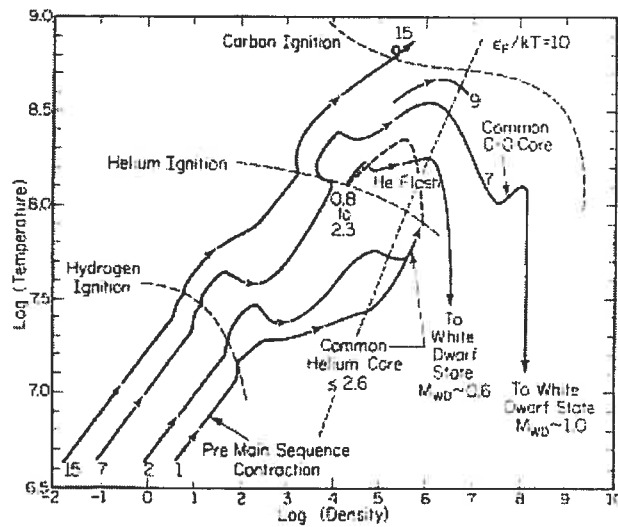


FIGURE 1.1 – Tracés évolutifs dans le diagramme  $T - \rho$  du coeur d'étoiles de différentes masses (indiquées en bas à gauche). Les courbes pointillées représentent les endroits où la combustion de chacun des trois combustibles est initiée tandis que la ligne pointillée quasi verticale délimite la région où le coeur des étoiles est dégénéré (à droite de ce trait). Les étoiles de faible masse débutent la combustion de l'hélium dans des conditions dégénérées, contrairement aux étoiles de masse intermédiaire ou élevée. La masse des naines blanches est aussi indiquée. Tiré de Iben (1991).

La figure 1.1 résume les étapes de la vie nucléaire d'étoiles de différentes masses ainsi que le produit évolutif final de chacune de ces étoiles. Résumons en disant que les étoiles de la séquence principale dont la masse est inférieure à  $\sim 8.0 M_{\odot}$  donnent des naines blanches faites de CO dont la masse se situe entre  $\sim 0.45$  et  $1.0 M_{\odot}$  tandis que les étoiles dont la masse sur la séquence principale est entre  $8.0$  et  $11.0 M_{\odot}$  produisent probablement des naines blanches



composées de ONe de masse supérieure à  $1.0 M_{\odot}$  et, évidemment, inférieure à  $1.37 M_{\odot}$ .

Bien que les différents scénarios évolutifs établis plus haut semblent complets et satisfaisants, il s'avère qu'il est difficile, par exemple, d'expliquer l'existence de naines blanches avec des masses inférieures à  $\sim 0.45 M_{\odot}$  (cette limite inférieure est approximative: Marsh et al. 1995 donnent  $0.45 M_{\odot}$  tandis que Iben 1991 et Maxted et al. 2000a donnent  $0.50$  et  $0.55 M_{\odot}$  respectivement) ou l'existence de certaines naines blanches massives montrant des anomalies d'abondances. Dans le premier cas, il est surprenant qu'une naine blanche de  $\sim 0.45 M_{\odot}$  ou moins existe puisque le temps de vie sur la séquence principale d'une étoile susceptible de donner un objet rémanent de cette masse est plus grand que l'âge de la Galaxie. Il faut donc que les naines blanches peu massives soient forcées d'évoluer plus rapidement que ce à quoi on devrait s'attendre. En fait, comme on estime que plus de la moitié des étoiles de la Galaxie font partie de systèmes multiples, on peut s'attendre à ce que des interactions gravitationnelles dans les systèmes rapprochés modifient de façon importante l'évolution d'une étoile. C'est ce dont nous discutons dans la prochaine section.

### 1.1.2 Évolution binaire

L'évolution des étoiles qui font partie de systèmes doubles est beaucoup plus complexe que celle des étoiles simples. Lorsque la séparation angulaire entre les deux étoiles est suffisamment faible, les interactions gravitationnelles entre les deux composantes deviennent non-négligeables et peuvent initier des transferts de masse d'une étoile à une autre. Ces transferts de masse peuvent accélérer ou retarder l'évolution des étoiles de telle sorte que le produit final comprenne soit des naines blanches de faible masse (i.e.  $M \lesssim 0.45 M_{\odot}$ ) soit des naines blanches massives avec des propriétés inhabituelles (voir Segretain et al. 1997). Dans ce qui suit, nous résumons les façons dont l'évolution d'une étoile peut être altérée lorsque des transferts de masse ont lieu.

#### Lobes de Roche et transfert de masse

Dans un système binaire, les deux étoiles tournent autour de leur centre de masse. En considérant que chacune de leur masse est concentrée en un point singulier, on peut faire

l'approximation que leur orbite est circulaire et, en tenant compte des forces gravitationnelle et centrifuge du système en rotation, on peut tracer les contours où le potentiel est constant. La figure 1.2 présente de tels isocontours pour un système où  $M_2/M_1=0.25$ . On y constate que près des étoiles, les équipotentielles sont sphériques et centrées sur chacune des masses. Ainsi, en ces endroits, les effets gravitationnels de l'étoile au centre de chaque lobe dominant sur ceux de l'autre étoile. En s'éloignant des étoiles, les équipotentielles s'étirent graduellement dans

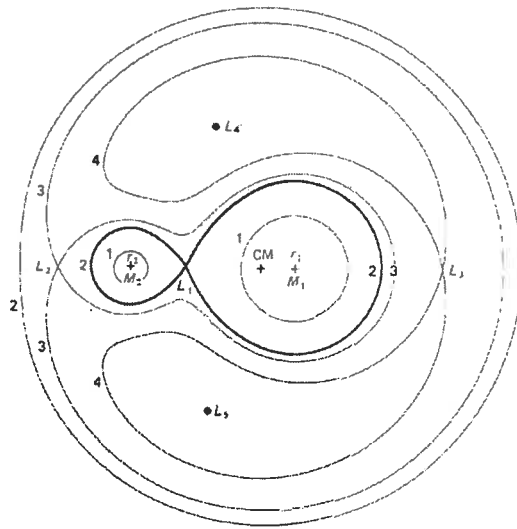


FIGURE 1.2 – Équipotentielles d'un système à deux corps pour  $q \equiv M_2/M_1 = 0.25$ . Tiré de Iben & Livio (1993).

la direction de l'autre étoile jusqu'à ce qu'elles forment un 8. Ces surfaces sont appelées les lobes de Roche et leur point de contact est appelé le point Lagrangien  $L_1$  (voir figure 1.2). Si une particule test sort d'un de ces lobes, elle devient liée au système en entier et est transférée vers l'autre étoile par le point  $L_1$ . Ainsi, si les dimensions physiques de l'atmosphère d'une des étoiles à un moment quelconque de sa vie sont telles qu'elle remplit son lobe de Roche, d'importantes quantités de matière sont transférées vers le compagnon. Mais, on peut se demander comment une étoile peut, à un moment donné de sa vie, remplir son lobe de Roche. Iben (1991) suggère au moins quatre mécanismes susceptibles d'initier un transfert de masse par débordement du lobe de Roche. Premièrement, les changements évolutifs à l'intérieur des étoiles dus à l'épuisement des ressources nucléaires conduisent à plusieurs phases d'expansion

de l'enveloppe. Par exemple, les phases géantes rouges et supergéantes rouges sont le résultat du brûlage en couches de l'hydrogène et de l'hélium, lequel conduit à l'expansion des couches externes. Deuxièmement, la perte de moment angulaire via un vent stellaire ou l'émission d'ondes gravitationnelles conduisent à un resserrement de l'orbite: les membres du système sont alors plus susceptibles de remplir leur lobe de Roche et d'initier un transfert de masse. Une troisième cause possible pour initier des transferts de masse est le rejet d'un disque d'accrétion ou l'allumage de la fusion nucléaire à la base de ce disque d'accrétion. Finalement, les collisions directes avec d'autres étoiles dans des amas compacts peuvent évidemment conduire à des transferts de masse.

Dans le même ordre d'idée, Kippenhahn & Weigert (1967) (voir aussi Lauterborn 1970) ont établi trois scénarios de transfert de masse, lesquels dépendent du stade évolutif de l'étoile au moment où elle déborde de son lobe de Roche. Le cas A considère le cas où l'étoile qui remplit son lobe de Roche se trouve encore sur la séquence principale et brûle encore de l'hydrogène dans ses régions centrales. Si l'étoile a épuisé ses réserves d'hydrogène dans son coeur sans toutefois avoir initié la fusion de l'hélium, on parle alors du cas B. Dans ce cas, la fusion de l'hydrogène est faite sur une mince couche concentrique au coeur de l'étoile. Finalement, si l'étoile remplit son lobe de Roche après avoir terminé la fusion de l'hélium dans ses régions centrales, alors on parle du cas C. L'expansion de l'étoile dans le cas C est principalement due à la combustion en couches de l'hydrogène et de l'hélium: l'étoile est alors sur l'AGB et possède un coeur de CO inerte. Mentionnons, par ailleurs, que le taux auquel la matière est transférée dépend (1) de la structure interne de l'étoile au moment où elle remplit son lobe de Roche, (2) du degré de conservation de la masse et du moment angulaire du système et (3) de la capacité à accréter du compagnon (Iben 1991).

En conséquence de ces transferts de masse, il est évident que les conditions de pression et de température interne d'une étoile sont grandement modifiées. Dès lors, le cycle de fusion nucléaire et le sort ultime de l'étoile sont aussi sérieusement changés. Il est donc intéressant de tracer les grandes lignes de l'évolution d'un système binaire à travers diverses phases de transfert de masse afin de déterminer quel genre de naines blanches y sont préférablement créés. Nous ne considérerons que les étoiles dont la masse est inférieure à  $\sim 11 M_{\odot}$  puisque les

objets résultants sont dans la majorité des cas des naines blanches.

### Différents scénarios

Différents scénarios évolutifs sont présentés à la figure 1.3 (la description des différents symboles est reportée à la légende de cette même figure). Comme l'évolution des membres d'un système binaire dépend de plusieurs paramètres (masses des étoiles, distance entre les étoiles, stades évolutifs de chacune des étoiles, etc), nous n'expliquerons que les grandes lignes de la figure 1.3 de façon à avoir une idée générale des principales étapes évolutives d'un système binaire. Pour une description plus détaillée des différents scénarios évolutifs, nous référons le lecteur aux articles de Iben (1991), Iben & Livio (1993) et Segretain et al. (1997).

Considérons premièrement le cas de deux étoiles dont les masses sont comparables et inférieures à  $\sim 8 M_{\odot}$  (voir la figure 1.3). Lorsque l'étoile primaire (i.e. la plus massive) remplit son lobe de Roche, elle transfère de la masse à son compagnon. Si son coeur d'hélium est dégénéré et de faible masse, alors il est mis à jour et l'étoile évolue rapidement vers le stade naine blanche peu massive. Par contre, si le coeur d'hélium de la primaire n'est pas dégénéré, alors la combustion y est possible et l'étoile primaire évolue rapidement vers le stade naine blanche avec un coeur de CO. Par la suite, indépendamment de la séparation angulaire, lorsque l'étoile secondaire remplit son lobe de Roche (soit avant d'allumer l'hélium, soit avec un coeur de CO), le système se retrouve immergé dans une enveloppe commune en raison du fait que le transfert de masse (cas B ou C) est trop rapide. En effet, lorsque le transfert de masse est trop rapide, le compagnon ne peut accréter le matériel: ce dernier est alors surchauffé et prend de l'expansion jusqu'à ce qu'il remplisse le lobe de Roche de l'étoile qui accrète. Les forces de traînée et de friction entre cette enveloppe commune et les étoiles initient un transfert de moment angulaire de ces dernières vers l'enveloppe, amenant le système à se resserrer et à expulser l'enveloppe. L'étoile secondaire évolue alors jusqu'au stade de naine blanche composée soit d'hélium ou de CO, selon la masse du coeur. En général, la deuxième naine blanche formée est plus massive que la première. Le sort ultime du système dépend alors fortement de la séparation entre les deux objets. Si la séparation est trop grande, les deux étoiles se refroidiront jusqu'à ce qu'elles disparaissent complètement puisque leur fusion ne

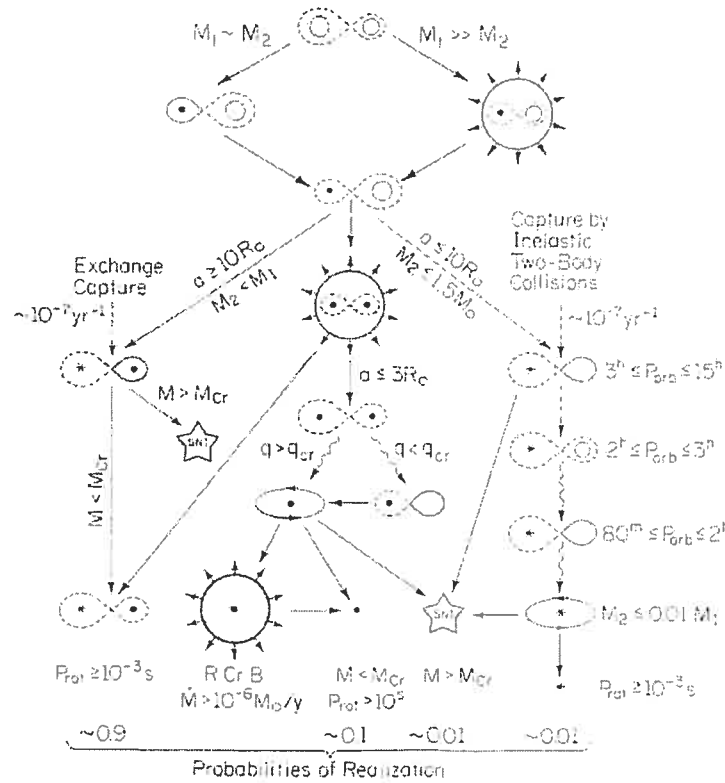


FIGURE 1.3 – Différents scénarios pour l'évolution de systèmes binaires de masses quelconques. Les cercles ouverts sont des étoiles non-évoluées, les cercles noirs sont des noyaux dégénérés d'hélium, carbone-oxygène ou oxygène-néon, les signes étoilés sont des naines blanches ou des étoiles à neutrons. Les lobes de Roche sont représentés par les lignes pointillées tandis que les lignes pleines indiquent que les étoiles remplissent leur lobe de Roche; les cercles avec des flèches pointant vers l'extérieur représentent des enveloppes communes; les ellipses avec des flèches représentent des disques d'accrétion épais; les flèches ondulées représentent l'émission d'ondes gravitationnelles et les symboles d'étoiles représentent des supernovae de type Ia. La probabilité de réalisation des différents produits évolutifs finaux est aussi reportée au bas de la figure. Les chemins évolutifs du centre de la figure sont expliqués dans le texte tandis que les chemins évolutifs aux extrêmes droite et gauche sont respectivement ceux des variables cataclysmiques et de l'échange d'étoiles dans un système binaire. Ces derniers ne sont pas discutés ni ici, ni dans le texte. Tiré de Iben (1991).

se fera qu'après plusieurs temps de Hubble. Selon Iben (1991), ce chemin évolutif est le plus fréquent et la majorité des systèmes binaires finissent dans cette configuration. Par contre, si la séparation est suffisamment petite (de l'ordre de quelques  $R_{\odot}$ , ce qui donne un période de quelques heures), la perte de moment angulaire par émission d'ondes gravitationnelles est suffisante pour que la naine blanche la moins massive remplisse son lobe de Roche et

transfère de sa masse à son compagnon. Ultiment, et peu importe l'efficacité du transfert de masse, la naine blanche la moins massive se désagrège complètement et forme un épais disque d'accrétion autour de la naine blanche la plus massive, menant à la fusion complète des deux étoiles. L'évolution subséquente de l'objet résultant de cette fusion dépend de sa masse: si elle excède la limite de Chandrasekhar, l'objet explosera sous la forme d'une supernova de type Ia (ci-après, SNIa), sinon, il y aura formation d'une naine blanche massive composée probablement de CO ou même de ONe.

Dans un deuxième temps, considérons le cas où les deux étoiles ont des masses très différentes mais toujours inférieures à  $\sim 8 M_{\odot}$  (voir la figure 1.3). Dans ce cas, nous verrons que le système binaire passe par deux phases d'enveloppe commune. La différence avec le cas où les masses sont comparables est que l'étoile primaire a une enveloppe fortement convective au moment où elle remplit son lobe de Roche. Conséquemment, l'étoile primaire prend de l'expansion au fur et à mesure qu'elle perd de la masse, et, à travers une phase d'enveloppe commune, évolue rapidement au stade de naine blanche composée d'un coeur d'hélium ou de CO (voir Iben 1991 pour plus de détails). Par la suite, le resserrement de l'orbite dû à la phase d'enveloppe commune amène l'étoile secondaire à remplir son lobe de Roche avant qu'elle ne puisse initier la fusion de l'hélium. Si le transfert de masse n'est pas trop violent et que les étoiles sont assez rapprochées, le système devient une variable cataclysmique. Sinon, une deuxième phase d'enveloppe commune mène l'étoile secondaire au stade de naine blanche peu massive (et moins massive que la première naine blanche formée): le système est alors composé de deux naines blanches. L'évolution subséquente du système est alors similaire à celle vue dans le premier scénario: dans  $\sim 90\%$  des cas, la période du système est trop grande pour que ce dernier fusionne dans un temps de Hubble tandis qu'une fusion des deux objets se produit dans environ 10% des cas sans toutefois que la masse ne dépasse la limite de Chandrasekhar.

Ainsi, les scénarios présentés ci-dessus permettent d'expliquer, entre autres, comment on peut former des naines blanches de faible masses (i.e.  $M \lesssim 0.45 M_{\odot}$ ) en moins de  $\sim 13.5$  milliards d'années. De plus, à partir de ces scénarios, on devrait aussi s'attendre (1) à ce que ces objets peu massifs aient, en général, un compagnon soit évolué soit encore sur la séquence principale

et (2) à ce que les systèmes binaires composés de deux naines blanches avec des séparations angulaires assez grandes soient fréquents, étant donné le fait qu'environ 50% des étoiles de notre Galaxie sont binaires. À la lumière de ces scénarios évolutifs, on peut se demander si, en réalité, de tels systèmes binaires dégénérés existent et s'ils sont observés. C'est ce que nous verrons dans la prochaine section.

## 1.2 Recherche de systèmes binaires d'étoiles dégénérées

La recherche de systèmes binaires dégénérés (ci-après, DDs, de l'anglais *Double Degenerates*) a pris de l'ampleur au cours des deux dernières décennies en raison de leur possible implication dans les SNIa. En effet, comme nous l'avons vu dans la dernière section, la fusion de deux naines blanches peut résulter, dans certains cas, en un objet plus massif que la masse de Chandrasekhar explosant sous forme de SNIa. Plusieurs recherches ont été entreprises dans le but de mettre à jour cette population de DDs rapprochées afin, entre autres, de rendre compte du taux de SNIa observé ( $\sim 3\text{-}7$  par 1000 ans dans la Galaxie; Yungelson et al. 1994 et Nelemans et al. 2001). En fait, si les SNIa sont vraiment le résultat de la fusion de deux naines blanches, on devrait observer une population de DDs avec des périodes de l'ordre de l'heure ou moins qui puisse rendre compte du taux de SNIa observé. Malheureusement, il semble que ce ne soit pas le cas. Robinson & Shafter (1987), Foss et al. (1991) et Bragaglia et al. (1990), qui ont utilisé la technique des vitesses radiales pour détecter la présence de compagnons autour de naines blanches, ont affirmé que le faible taux de détections de DDs avec des périodes entre 30 secondes et 10 heures était de loin inférieur au taux de SNIa observé. Malgré ces non-détections (en fait, on connaissait déjà à l'époque au moins deux DDs: WD 0135–052 et WD 0957–666) et le fait que les échantillons de ces auteurs contenaient relativement peu d'objets, Yungelson et al. (1994) maintiennent (1) que le nombre de DDs découvertes est cohérent avec la théorie de l'évolution stellaire et (2) que le taux de SNIa observé concorde bien avec celui prédit (comparativement à ce que concluent Robinson & Shafter, Foss et al. et Bragaglia et al.) si l'on tient compte des différentes sources d'incertitudes dans les calculs. Quant aux relevés de vitesses radiales de Saffer et al. (1998), Maxted & Marsh (1999) et Maxted et al. (2000a), lesquels contiennent un nombre statistiquement

considérable d'objets, ils ont mené à la découverte de plusieurs autres DDs. Ainsi, Saffer et al. concluent (1) que la population de DDs prédite par la théorie existe et est en partie observée et (2) que les candidats découverts pourraient considérablement aider à combler l'écart entre les taux observé et prédit de SNIa. Quant à Maxted & Marsh (1999), ils estiment que leur détermination de la fraction de DDs parmi la population de naines blanches est trop incertaine pour valider l'hypothèse des SNIa issues de la fusion des DDs.

Parmi les DDs aujourd'hui connues, certaines s'avèrent être des binaires spectroscopiques: les composantes spectrales de deux étoiles sont clairement visibles et permettent dans certains cas de déterminer les paramètres atmosphériques des deux objets. Le meilleur exemple est probablement celui de WD 0135–052 (L870–2; Saffer et al. 1988) où le coeur dédoublé de la raie  $H\alpha$  permet de suivre chacune des deux étoiles tout au long de l'orbite et de déterminer leurs paramètres atmosphériques respectifs. C'est ainsi que Bergeron et al. (1989) trouvent  $T_1 = 7470$  K et  $\log g_1 = 7.80$  et  $T_2 = 6920$  K et  $\log g_2 = 7.89$ . Dans le cas des DDs découvertes par vitesses radiales, la nature dégénérée du compagnon est souvent déduite à partir du fait

TABLEAU 1.1 – Systèmes binaires connus ou suspectés de contenir deux naines blanches.

Objet	Nom	Periode (jours)	$M_1/M_\odot$	$M_{tot}$	Réf.
WD 0101+048	G2–17	–	–	–	1
WD 0135–052	L870–2	1.56	0.47	0.99	2
WD 0136+768	GD 420	1.407	–	–	3
WD 0957–666	L101–26	0.061	0.37	0.69	4
WD 1022+050	LP550–52	1.157	0.35	–	5,6
WD 1101+364	Ton 1323	0.145	0.31	0.58	7
WD 1115+166	PG	30.09	–	–	8
WD 1202+608	Feige 55	1.493	0.40	–	9
WD 1204+450	PG	1.603	–	–	3
WD 1241–010	PG	3.347	0.31	–	10
WD 1317+453	G177–31	4.872	0.33	–	10
WD 1414–088	HE1414–0848	0.518	0.71	1.26	11
WD 1428+373	KUV	1.143	–	–	6
WD 1704+481	Sandulek A,B	0.145	–	–	12
WD 1713+332	GD 360	1.123	0.35	–	10
WD 1824+040	G21–15	6.266	–	–	6
WD 2032+188	GD 231	5.084	–	–	6
HE 2209–1444		0.277	0.58	1.15	13
WD 2331+290	GD 251	0.166	0.39	–	10

RÉFÉRENCES: (1) Maxted et al. (2000a); (2) Saffer et al. (1988); (3) Maxted et al. (2002b); (4) Bragaglia et al. (1990); (5) Maxted & Marsh (1999); (6) Morales-Rueda et al. (2005); (7) Marsh (1995); (8) Maxted et al. (2002a); (9) Holberg et al. (1995); (10) Marsh et al. (1995); (11) Napiwotzki et al. (2002); (12) Maxted et al. (2000b); (13) Karl et al. (2003)



qu'aucune particularité spectrale, autre que les raies d'hydrogène et/ou d'hélium des naines blanches, n'est présente dans les spectres UV, visible et infrarouge. De façon récapitulative, le tableau 1.1 présente les DDs connues à ce jour de même que les périodes de ces systèmes. Parmi ces objets, très peu ont une période de l'ordre de l'heure (i.e.  $\sim 0.04$  jour) nécessaire pour que les deux étoiles puissent fusionner dans un temps de Hubble. De toute façon, même s'il y en avait, très peu ont une masse totale supérieure (ou même proche) de la masse de Chandrasekhar. Il semble donc y avoir un manque de systèmes binaires rapprochés et massifs.

Il se peut bien que ce vide apparent dans le nombre de DDs connues ne soit dû qu'à des problèmes liés aux observations. En effet, si la séparation angulaire est trop faible, il est impossible de résoudre les deux objets tandis que si la période est trop longue, la technique des vitesses radiales n'est pas optimale. De plus, il est fort probable que le faible nombre de DDs connues soit en partie dû au fait que les relevés jusqu'à maintenant faits ne contiennent pas suffisamment d'objets. Pour résoudre ce dernier problème, le projet SPY (SN Ia Progenitor survey; Napiwotzki et al. 2001) a entrepris de faire des mesures de vitesses radiales sur plus de 1500 naines blanches. Dans les prochaines années, ce projet devrait d'ailleurs contribuer largement au nombre de DDs nouvellement découvertes.

### 1.3 Nouvelle approche à la détection de systèmes binaires

Dans le même ordre d'idée que le projet SPY, nous avons entrepris un projet de détection de DDs pour un échantillon contenant 141 naines blanches de type spectral DA. Ces étoiles ne montrent que des raies d'hydrogène dans leur spectre visible et représentent environ 80% des naines blanches connues. Notre approche est toutefois différente de celle du projet SPY: nous tentons de détecter les DDs en déterminant les paramètres atmosphériques (i.e.  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ ) dans deux régions spectrales différentes, soient l'UV et le visible. Nous avançons l'hypothèse que toute incohérence entre les estimés de  $T_{\text{eff}}$  des deux régions spectrales peut provenir de la présence d'un compagnon dégénéré non-résolu.

Une étude similaire faite par Barstow et al. (2001) et Barstow et al. (2003a) a montré que les déterminations de  $T_{\text{eff}}$  à partir des profils des raies de Balmer et Lyman sont cohérentes jusqu'à  $\sim 50,000$  K. Au-delà de cette température, des différences importantes apparaissent.

Dans leur article de 2001, Barstow et al. attribuent ces différences de températures à des effets systématiques reliés aux observations et aux différentes réductions de données faites. En 2003a, après avoir construit un échantillon uniforme et homogène, les mêmes auteurs changent leur fusil d'épaule et attribuent les différences de température pour les étoiles plus chaudes que 50,000 K à des déficiences dans leurs modèles d'atmosphère. Bref, en aucun temps, la binarité n'est évoquée. C'est pourquoi nous nous penchons à nouveau sur le problème de la cohérence des estimés de températures effectives en utilisant non pas le profil des raies de Lyman pour déterminer ce paramètre, mais la pente de la distribution d'énergie dans l'ultraviolet.

Ce mémoire présente donc les observations et l'échantillon de naines blanches (chapitre 2) et la technique d'analyse de leurs spectres UV et visuels (chapitre 3). Le chapitre 4 présente les résultats de notre analyse spectroscopique tandis que le chapitre 5 met en relief certains objets particulièrement intéressants du point de vue des systèmes binaires dégénérés. La conclusion est présentée au chapitre 6.

## *Chapitre 2*

# Observations et définition de l'échantillon

Dans ce chapitre, nous décrivons les observations faites dans l'ultraviolet (UV) et le visible et présentons les critères de sélection qui serviront à constituer l'échantillon final. Ce dernier est aussi présenté de même que les étoiles qui ont été rejetées de cette étude pour diverses raisons.

### 2.1 Observations UV

Tel que vu dans l'introduction, nous voulons comparer les paramètres atmosphériques obtenus à partir des observations visuelles et des observations dans l'UV de naines blanches. Notre échantillon est construit à partir de la banque de spectres UV d'étoiles naines blanches observées par le télescope spatial IUE (*International Ultraviolet Explorer*). IUE est un télescope spatial de 45 cm de diamètre opérant dans l'UV moyen lancé conjointement en 1978 par la NASA, l'ESA et le Royaume-Uni. Il a opéré pendant plus de 18 années et observé des cibles allant des quasars aux planètes en passant par le milieu interstellaire et les étoiles d'à peu près tous les types spectraux. Il été mis hors-service en 1996. Le télescope possédait deux paires de caméras qui couvraient chacune deux régions spectrales adjacentes. Les caméras SWP et SWR couvraient de 1150 à 1950 Å alors que les caméras LWP et LWR couvraient de 1850 à

3150 Å. De plus, deux modes de résolution pouvaient être utilisés: le mode haute résolution avec un échantillonnage de  $\sim 0.2$  Å et le mode basse résolution avec un échantillonnage de  $\sim 6$  Å. IUE possédait aussi deux fentes: une rectangulaire de  $10'' \times 20''$  (LAP) et l'autre circulaire de  $3''$  de diamètre (SAP). La fente circulaire n'était typiquement pas beaucoup plus large que les objets observés, ce qui pouvait résulter en une perte de flux d'environ 50% pour certains objets. Par contre, cette fente permettait, pour les objets émettant surtout dans l'UV, de réduire l'émission géocoronale diffuse de plus de 95%. De cette façon, le profil de la raie Lyman  $\alpha$  (1216 Å) ne souffre de presque aucune contamination. Toutefois, certains spectres montrent des raies Ly $\alpha$  avec des coeurs en émission.

Durant ses nombreuses années de service, IUE a observé plus de 320 étoiles dégénérées, dont plus de 90% ont été observées dans le mode basse résolution. Dans ce mode, IUE était en mesure d'observer des objets dont la magnitude visuelle  $V$  se situe entre  $\sim 8$  et  $\sim 18$  et d'observer des naines blanches de différents types spectraux et de différentes températures. En fait, IUE a observé des naines blanches de type spectral DA, DAO, DAB, DO, DB, DQ, DP, DZ et DC (pour une description plus détaillée des différents types spectraux, voir Wesemael et al. 1993) de même que plusieurs systèmes binaires contenant une étoile de la séquence principale et une naine blanche.

Récemment, Holberg et al. (2003) (ci-après HHB) ont procédé à une nouvelle réduction des données de toutes les naines blanches observées par IUE. L'objectif principal de cette nouvelle procédure de réduction était d'obtenir des spectres avec des rapports signal-sur-bruit (S/N) plus grands et d'homogénéiser la procédure de réduction de toute la banque de spectres d'étoiles naines blanches. Brièvement, les spectres IUE avaient été réduits, vers la fin de la mission, suivant la procédure NEWSIPS, laquelle s'est avérée présenter des failles. Entre autres, des résidus spectraux reliés à des effets thermiques et temporaires des détecteurs et une calibration en flux déficiente étaient observés. Massa & Fitzpatrick (2000) (ci-après, MF2000) ont établi une procédure de correction pour ces effets qui, dans certains cas, mène à un bruit ne dépassant pas 3% du signal. La procédure de MF2000 est optimale pour les sources émettant un spectre continu chaud et observées à basse résolution. C'est pourquoi HBB ont appliqué cette procédure de réduction sur la banque de spectres d'étoiles naines blanches de

IUE. Comme la mission est maintenant terminée, il est aussi possible de regrouper tous les spectres d'une même étoile et de les coadditionner afin d'augmenter le rapport S/N.

Comme  $\sim 80\%$  des naines blanches connues à ce jour sont de type spectral DA, i.e. des naines blanches dont le spectre visuel ne présente que des raies d'hydrogène (série de Balmer), et que le modèle de l'atome d'hydrogène est pratiquement complet et simple, nous limitons notre projet à l'étude de ces étoiles DA. Ainsi, les étoiles des archives IUE dont le type spectral est autre que strictement DA sont automatiquement exclues de notre échantillon. De plus, les naines blanches faisant partie d'un système binaire avec un compagnon de la séquence principale (type spectral A, F ou G) sont aussi exclues. Les naines blanches dans ces systèmes ne sont détectables que par spectroscopie UV puisque le flux dans le visible est totalement dominé par le compagnon brillant. Par contre, les systèmes binaires contenant des compagnons tardifs (types spectraux K et M) et dont le flux dans l'optique est dominé par la naine blanche sont inclus dans notre échantillon. Dans ces cas, en général, seules  $H\beta$  et/ou  $H\gamma$  montrent un coeur en émission et il est possible de négliger la contribution du compagnon de la séquence principale en ne considérant que les raies de Balmer inaltérées. Nous incluons ces systèmes binaires dans le but de déterminer si les naines blanches font elles-mêmes partie d'un système de deux naines blanches. Par ailleurs, nous limitons notre échantillon aux étoiles de l'hémisphère nord, c'est-à-dire celles dont la déclinaison est supérieure à  $\sim -30^\circ$ . Les étoiles naines blanches retenues pour notre projet sont regroupées au tableau 2.1. Les valeurs de magnitude visuelle  $V$  présentées dans ce même tableau proviennent en général du catalogue en ligne de naines blanches de l'Université Villanova<sup>1</sup>. Les magnitudes  $V$  des objets de notre échantillon couvrent un large éventail allant de 9.52 (WD 0413-077) à 17.01 (WD 1413+015). Aucune valeur de  $V$  n'a pu être trouvée pour cinq des étoiles répondant à nos critères de sélection (WD 0421+740, WD 1650+724, WD 1827+778, WD 2207-303 et WD 2246+066): ces étoiles sont tout de même gardées dans notre échantillon.

---

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

TABLEAU 2.1 – Échantillon complet d'étoiles DA sélectionnées à partir de l'archive IUE.

Numéro WD	Nom	Type Spectral	V	Notes
0004+330.....	GD 2	DA1	13.82	
0037+312.....	GD 8	DA1	14.66	
0047-524.....	BPM 16274	DA2	14.20	
0050-332.....	GD 659	DA1.5	13.36	
0101+048.....	G2-17	DA6	13.96	1
0104-464.....	BPM 30551	DAV	16.16	2
0109-264.....	GD 691	DA1	13.15	3
0131-163.....	GD 984	DA1	13.98	
0133-116.....	Ross 548	DAV	14.16	
0134+833.....	GD 419	DA2.5	13.06	
0135-052.....	L870-2	DA7	12.84	4
0136+251.....	PG 0136+251	DA1	16.00	
0145-257.....	GD 1401	DA2	14.69	
0148+467.....	GD 279	DA3.5	12.17	
0205+250.....	G35-29	DA2.5	13.23	
0214+568.....	H Per 1166	DA2	13.65	
0216+143.....	PG 0216+144	DA2	14.55	2
0227+050.....	Feige 22	DA2.5	12.79	
0229-481.....	LB 1628	DA1	14.53	
0231-054.....	GD 31	DA6	14.24	
0232+035.....	Feige 24	DA+dM1	12.40	
0232+525.....	G174-5	DA3	13.75	
0250-026.....	KUV02503-0238	DA	14.73	2
0252-055.....	HD 18131B	DA1.5	-	5
0255-705.....	BPM 2819	DA6	14.08	
0302+027.....	Feige 31	DA1.5	14.97	
0308+096.....	PG 0308+096	DA4	15.33	6
0310-688.....	LB 3303	DA3	11.40	
0320-539.....	LB 1663	DA1.5	14.99	
0343-007.....	KUV0343-007	DA1	14.91	
0346-011.....	GD 50	DA2	13.99	
0348+339.....	GD 52	DA4	15.20	
0352+096.....	HZ 4	DA4	14.34	
0401+250.....	G8-8	DA4	13.81	
0406+169.....	LB 227	DA4	15.13	
0410+117.....	HZ 2	DA2.5	13.86	
0413-077.....	40 Eri B	DA3	9.52	
0421+740.....	RE J0427+741	DA1	-	
0425+168.....	GH 7-233	DA2	14.06	
0429+176.....	HZ 9	DA2.5+dM4e	13.93	6
0453+418.....	GD 64	DA3.5	13.89	
0455-282.....	RE J0457-280	DA1	13.95	
0501+527.....	G191-B2B	DA1	11.78	
0507+045.....	HS0507+0435A	DA4.5	14.30	
0509-007.....	RE J0512-004	DA2	13.80	
0511-230.....	0511-230	DA?	-	7
0517+307.....	GD 66	DAV4	15.56	2
0518-105.....	RE J0521-102	DA2	15.92	2
0531-022.....	RE J0534-021	DA2	16.15	2
0548+000.....	GD 257	DA1	14.77	
0549+158.....	GD 71	DA1.5	13.04	
0612+177.....	G104-27	DA2	13.39	
0615+655.....	HS 0615+6535	DA.51	15.70	

Numéro WD	Nom	Type Spectral	V	Notes
0621-376.....	RE J0623-374	DA1	12.09	
0631+107.....	WD 0631+107	DA2	13.82	
0644+375.....	G87-7	DA2.5	12.07	
0646-253.....	RE J0649-252	DA2	13.65	2
0651-020.....	GD 80	DA1.5	14.83	
0802+413.....	KUV 343-6	DA1	15.21	
0824+288.....	PG 0824+289	DA1+dC	14.73	
0836+237.....	PG 0836+237	DA2	16.64	
0839-327.....	LHS 253	DA5.3	11.90	
0858+363.....	GD 99	DAV	14.76	
0904+511.....	PG 0904+512	DA1.5	16.40	
0921+354.....	G117-B15A	DAV4	15.50	
0935-371.....	LDS 275AB	DA5	15.19	8
0939+262.....	PG 0939+262	DA.5	14.53	
0943+441.....	G116-52	DA3	13.29	
0945+245.....	PG 0945+246AB	DA3	14.32	9
0947+857.....	RE J0957+852	DA1	15.80	
0950+139.....	PG 0950+139	DA.5	-	10
0954-710.....	BPM 6082	DA5	13.48	
1010+064.....	PG 1010+065	DA1	16.61	
1015+014.....	PG 1015+014	DA3.5	-	11
1022+050.....	LP 550-52	DA4.5	14.18	12
1026+002.....	PG 1026+002	DA4.5	13.83	
1026+453.....	PG 1026+454	DA1.5	16.13	
1031+234.....	PG 1031+234	DA3.5	-	11
1031-114.....	L825-14	DA2	13.02	
1033+464.....	GD 123	DA1.5+dK	14.34	
1041+580.....	PG 1041+580	DA1.5	14.60	
1042-690.....	BPM 6502	DA2.5+dM	12.87	
1052+273.....	GD 125	DA2	14.11	
1053-550.....	LTT 4013	DA5	14.32	2
1055-072.....	LHS 2333	DA7	14.30	13
1056+516.....	LB 1919	DA1	16.76	
1057+719.....	PG 1057+719	DA1	14.80	
1104+602.....	WD 1104+602	DA3	13.80	
1105-048.....	L970-30	DA3	12.92	
1108+325.....	PG 1108+325	DA1	16.80	
1109+244.....	PG 1109+244	DA1.5	15.77	
1116+026.....	PG 1116+026	DA3.5	14.57	
1121+145.....	PG 1121+145	DA	16.63	3
1123+189.....	PG 1123+189	DA4	14.13	
1134+300.....	GD 140	DA3	12.52	
1143+321.....	G148-7	DA3.3	13.66	
1159+803.....	G255-2	DAV	16.04	2
1234+481.....	HS 1234+4811	DA1	14.42	
1236-495.....	BPM 37093	DA6	13.96	
1254+223.....	GD 153	DA1.3	13.35	
1307+354.....	GD 154	DA4.5	15.31	
1314+293.....	HZ 43	DA1	12.98	
1327-083.....	Wolf 485	DA4	12.05	
1337+705.....	G238-44	DA3	12.78	
1347-129.....	EC13471-1258	DA+dM	-	14
1403-077.....	PG 1403-077	DA1.5	15.82	
1413+015.....	PG 1413+015	DA	17.01	
1413+231.....	PG 1413+232	DA2	16.60	2
1425-811.....	L19-2	DA6	13.35	

Numéro WD	Nom	Type Spectral	V	Notes
1532+033.....	PG 1532+033	DA.5	16.02	
1544+009.....	BD 1 3129A	DA	15.27	3
1544-377.....	L481-60	DA5	13.07	
1548+405.....	PG 1548+405	DA1	15.89	
1550+130.....	PG 1550+130	DA+dM	—	14
1559+369.....	G180-023	DAV	14.36	
1615-154.....	G153-41	DA1.7	13.40	
1620-391.....	CD -38 10980	DA2	10.99	
1631+781.....	WD 1631+781	DA1+dM	13.28	
1636+351.....	KUV 433-03	DA1.5	15.02	
1647+591.....	G226-29	DAV4.7	12.23	
1650+724.....	HS 1650+7229	DA1	—	
1657+343.....	PG 1657+344	DA1	16.42	
1713+695.....	G240-51	DA3	13.27	
1725+586.....	PG 1725+587	DA1	15.70	
1735-318.....	NGC 6405-1	DA.5	18.10	15
1738+669.....	RE J1737+665	DA1	14.60	
1749+717.....	HS 1749+7145	DA.5	15.70	
1800+685.....	KUV18004+6836	DA1	14.72	
1819+580.....	RE J1820+580	DA1	13.93	
1827+778.....	HS 1827+7753	DA.5	—	
1828+668.....	KUV18284+6650	DA	16.65	
1845+019.....	Lanning 18	DA1.5	12.95	
1845+683.....	KUV18453+6819	DA1.5+dM	15.50	
1855+338.....	G207-9	DAV	14.63	
1919+145.....	GD 219	DA3.5	12.98	
1935+276.....	G185-32	DAV4	13.03	
1936+327.....	GD 222	DA2.5	13.58	
1950-432.....	MCT 1950-4314	DA1	14.86	
1953-011.....	L997-21	DA6.4	13.69	
2007-303.....	LTT 7987	DA4	12.18	
2014-575.....	L210-114	DA2	13.70	
2020-425.....	MCT 2020-4234	DA1.7	14.90	
2028+390.....	GD 391	DA2	13.38	
2032+248.....	Wolf 1346	DA2.5	11.52	
2039-202.....	L711-10	DA2.5	12.33	
2046+396.....	KPD 2046+3940	DA.8	14.43	
2047+372.....	G210-36	DA4	12.93	
2105-820.....	BPM 1266	DA5	13.62	
2110+300.....	HD 202109	DA4	—	5
2111+498.....	GD 394	DA1.5	13.08	
2116+736.....	KUV21168+7338	DA1	15.00	2
2117+539.....	G231-40	DA3.5	12.26	
2126+734.....	GW +73 8031	DA4	12.83	
2136+828.....	G261-45	DA3	13.02	
2146-433.....	MCT 2146-4320	DA.74	15.81	
2149+021.....	G93-48	DA3	12.74	
2153-419.....	MCT 2153-4156	DA1	15.38	
2159-414.....	MCT 2159-4129	DA.89	15.88	
2205+250.....	RE J2207+25	DA2	14.47	2
2207-303.....	RE J2210-300	DA2	—	
2237+819.....	HS 2237+8154	DA+dM	—	2
2246+066.....	HS 2246+0640	DA.51	—	
2246+223.....	G67-23	DA4.9	14.35	
2309+105.....	GD 246	DA1	13.09	
2326+049.....	G29-38	DA4.5	13.06	



Numéro WD	Nom	Type Spectral	V	Notes
2331-475.....	MCT 2331-473	DA1	13.46	
2333-002.....	PG 2333-002	DA??	—	3
2341+322.....	L1512-34B	DA3	12.90	
2349+286.....	PG 2349+286	DA1	16.26	
2353+026.....	PG 2353+026	DA1	15.83	
2357+296.....	PG 2357+297	DA1	15.10	
2359-434.....	L362-81	DA5	13.05	

NOTES: (1) Système binaire (Maxted et al. 2000a); (2) Spectre UV de mauvaise qualité; (3) Étoile sous-naine (Sd); (4) Système binaire confirmé (Saffer et al. 1988); (5) WD + compagnon trop brillant; (6) Raies de Balmer ( $H\beta$  à H8) contaminées par un compagnon de la séquence principale; (7) aucune référence trouvée dans la littérature; (8) DA+DQ (raie de carbone): spectre IUE de la DQ; (9) DA+DX (magnétique); (10) fortes raies d'émission (nébuleuse planétaire?); (11) Naine blanche magnétique; (12) Système binaire confirmé (Maxted & Marsh 1999; Morales-Rueda et al. 2005); (13) Aucune raie dans le spectre visuel (DC?); (14) Binaire éclipseuse; (15) Étoile trop faible

## 2.2 Observations dans le visible

La contre-partie visuelle de la majorité des spectres IUE du tableau 2.1 a été obtenue sur plusieurs années au télescope de 2.3 m de l'Observatoire Steward (Kitt Peak) de l'Université d'Arizona. Les données spectroscopiques ont été acquises avec le spectrographe Boller & Chivens, équipé d'une caméra CCD Texas Instruments. Ces observations visuelles sont optimisées pour une couverture spectrale de  $\sim 3750 \text{ \AA}$  à  $\sim 5150 \text{ \AA}$ , c'est-à-dire la série de Balmer allant de  $H\beta$  à H9, avec une résolution typique de  $6 \text{ \AA}$  (FWHM). D'autres spectres visuels de la même région spectrale pour lesquels la résolution spectrale varie entre  $3 \text{ \AA}$  et  $15 \text{ \AA}$  sont aussi disponibles. La latitude de l'Observatoire Steward nous limite aux étoiles de déclinaison  $\gtrsim -30^\circ$ . Toutefois, quelques spectres d'étoiles de l'hémisphère sud provenant de Bragaglia et al. (1995), Bergeron et al. (2001), Chris K.J. Moran (communication privée) et S.O. Kepler (communication privée) sont aussi inclus dans l'échantillon. Entre autres, six étoiles de notre échantillon proviennent du relevé d'étoiles bleues sous-lumineuses Montréal-Cambridge-Tololo (MCT) effectué dans l'hémisphère sud (voir Demers et al. 1986).

Certaines observations visuelles ont dû être faites au cours des deux dernières années afin de compléter l'échantillon des spectres visuels et UV. Certains spectres visuels étaient tout simplement manquants alors que d'autres étaient de qualité discutable, d'où le besoin de les réobserver. 18 nouvelles étoiles ont donc été observées alors que 9 étoiles ont été réobservées. Les étoiles suivantes ont été observées dans le cadre de ce projet: WD 0131-163, WD0145-257, WD 0353-284, WD 0421+740, WD 0500-156, WD 0509-007, WD 0615+655,

WD 0718–316, WD 0947+857, WD 1631+781, WD 1650+724, WD 1749+717, WD 1800+685, WD 1827+778, WD 1828+668, WD 1845+683, WD 2207–303 et WD 2246+066, tandis que les étoiles suivantes ont été réobservées: WD 0612+177, WD 0644+375, WD 1056+516, WD 1234+481, WD 1819+580, WD 2039–202, WD 2116+736, WD 2136+828 et WD 2205+250.

La réduction de ces nouvelles données visuelles a été faite avec IRAF (Image Reduction and Analysis Facility). IRAF est un ensemble de routines qui permettent et facilitent, entre autres, la réduction de données spectroscopiques. Concrètement, ces routines permettent d'effectuer (1) la soustraction du bruit du détecteur CCD (*bias*), (2) la correction pour la sensibilité du détecteur en fonction de la longueur d'onde (*flats*) et (3) la calibration en longueur d'ondes et en flux de chacun des spectres visuels. Les rayons cosmiques et les défauts du détecteur sont aussi manuellement enlevés. Notons qu'une couverture complète en termes de masse d'air améliore beaucoup la calibration en flux. En effet, comme la masse d'air augmente très rapidement à l'horizon (et de façon non-linéaire), il est essentiel d'observer à plusieurs reprises une même étoile standard afin de bien définir la correction à apporter aux spectres des étoiles programme en fonction de la masse d'air. Les spectres visuels des étoiles de notre échantillon d'étoiles DA issues de l'échantillon IUE sont présentés à la figure 2.1.

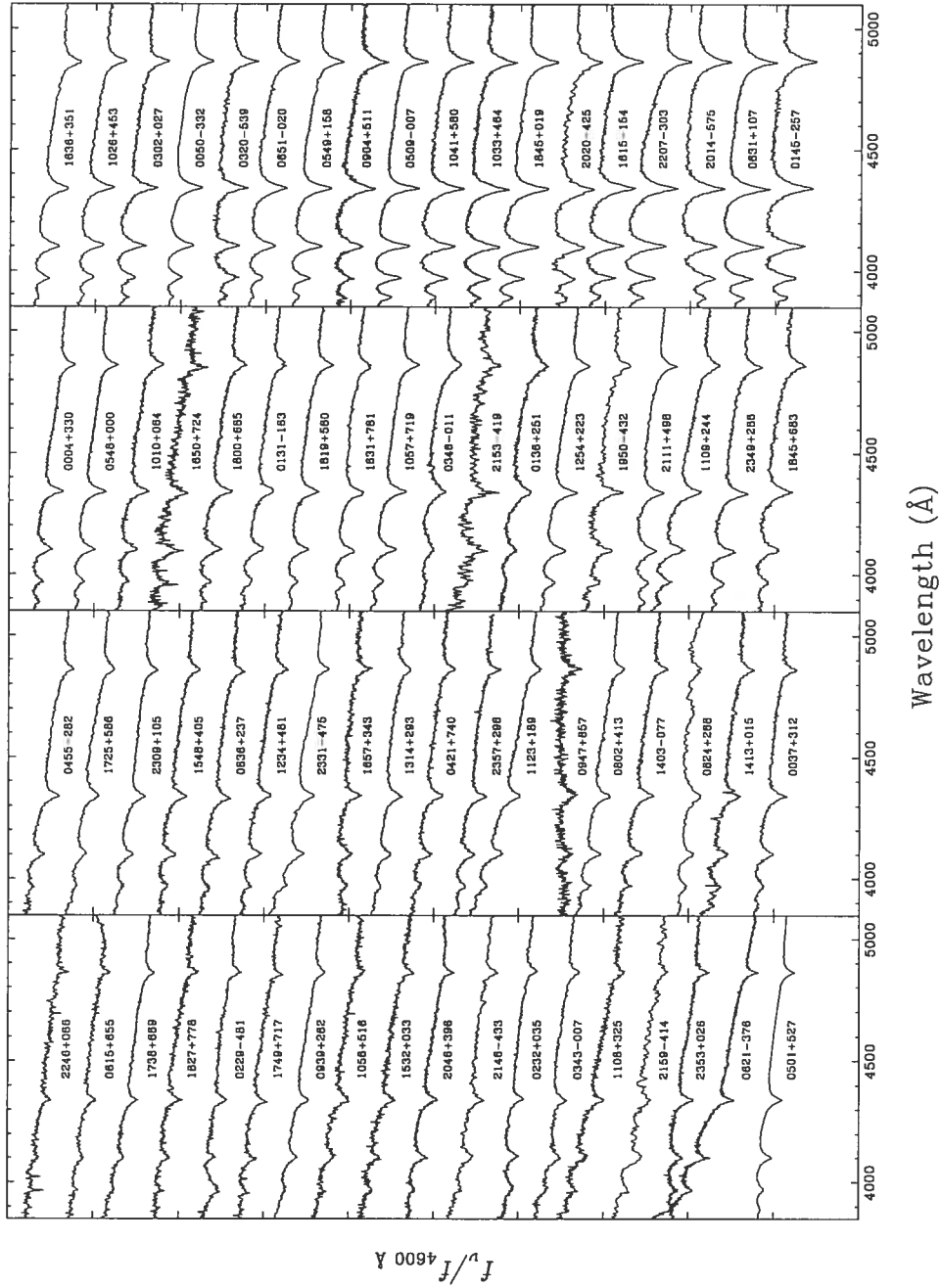
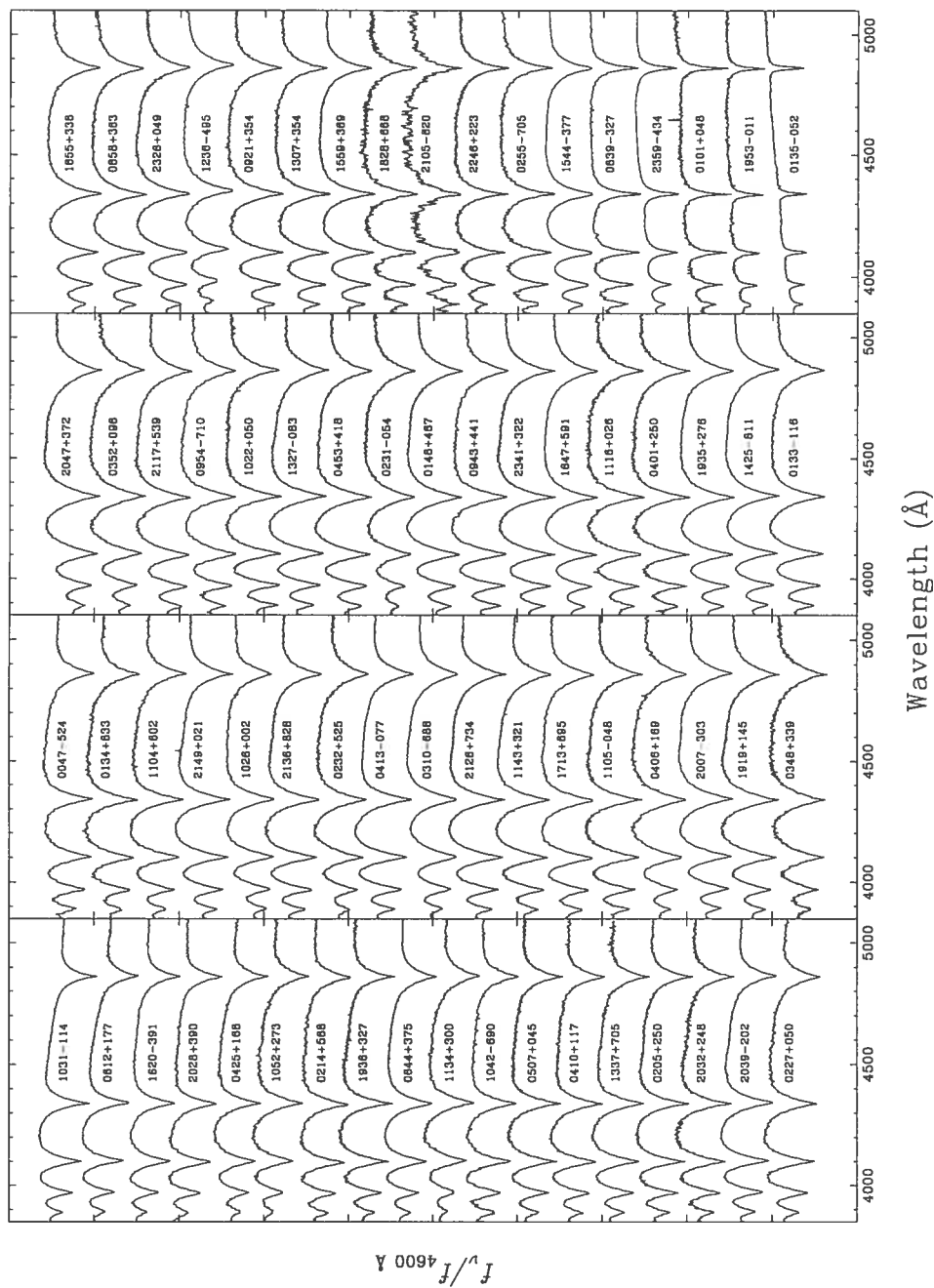


FIGURE 2.1 – Spectres visuels pour l'échantillon complet d'étoiles DA tirées de l'échantillon de Holberg et al. (2003). Les spectres sont normalisés à 4600 Å et sont décalés verticalement. La température effective décroît du haut à gauche jusqu'au bas à droite.



À la lumière des critères de sélection établis précédemment et des observations subséquentes dans le visible, nous avons constitué un échantillon final de 141 naines blanches, présentées au tableau 2.1. Les spectres visuels et UV de chacune de ces étoiles seront soumis à notre technique spectroscopique de détermination des paramètres atmosphériques (voir chapitre 3). Parmi ces étoiles, il sera intéressant de suivre les trois systèmes binaires connus ayant été observés par IUE, soient WD 0101+048, WD 0135–052 et WD 1022+050. Le comportement de ces objets dans notre analyse peut nous donner des indications sur la validité de notre méthode.

### 2.3 Étoiles rejetées

En terminant, précisons que plusieurs étoiles DA ont dû être rejetées de notre échantillon pour diverses raisons. Ces exclusions sont généralement dues à la mauvaise qualité des spectres UV, à un type spectral différent de celui cité dans HBB ou à des contraintes liées aux observations (magnitude trop faible, système binaire éclipsant, etc). Ces étoiles rejetées sont aussi présentées au tableau 2.1, de même que la raison pour laquelle elles ont été exclues. Entre autres, WD 0109–264, WD 1121+145, WD 1544+009 et WD 2333–002, qui sont toutes classées DA dans HBB, s'avèrent être des étoiles sous-naines. Précisons aussi que WD 0935–371 est en fait un système double composé d'une DA et d'une DQ. Malheureusement, le spectre IUE associé est clairement celui de la DQ, contrairement à ce que HBB suggèrent. De plus, WD 1347–129 et WD 1550+130 (NN Serpentis) sont des systèmes binaires éclipsants dont le spectre visuel est partiellement contaminé par le compagnon de la séquence principale (dM dans les deux cas). Dans le cas de WD 0308+096 et WD 0429+176, toutes les raies de Balmer sont contaminées par le compagnon brillant. WD 1735–318, avec une magnitude  $V$  de 18.1, est trop faible pour être observée à partir de l'observatoire Steward. Aucune référence à l'étoile WD 511–230 n'a pu être trouvée et aucun spectre visuel n'a pu être obtenu. WD 0252–055 et WD 2110+300 font partie des systèmes binaires contenant une étoile de la séquence principale qui domine le flux dans le visible. La naine blanche est dans ces cas invisible dans le visible. WD 1055–072 ne montre aucune raie dans la partie visible de son spectre malgré son type spectral DA7. Parmi les nouvelles étoiles observées, le spectre visuel

de WD 0353+284, classée DA2.5+K2V par HBB, s'est avéré être différent de celui d'une naine blanche. En fait, c'est le compagnon de la séquence principale qui domine le spectre visuel. Cette étoile est aussi exclue de l'analyse. En somme, 31 étoiles de type spectral DA ont été rejetées de notre échantillon.

## *Chapitre 3*

# Méthode d'analyse

Nous décrivons dans ce chapitre la méthode utilisée pour déterminer les paramètres atmosphériques de chacune des étoiles de notre échantillon. La détermination des paramètres atmosphériques est faite premièrement en modélisant l'atmosphère et le flux émergent des naines blanches et deuxièmement, en comparant ces flux théoriques, ou spectres synthétiques, aux observations. Nous commençons par décrire les modèles d'atmosphère utilisés pour calculer les spectres synthétiques pour ensuite discuter de la méthode de détermination de la température effective ( $T_{\text{eff}}$ ) et de la gravité de surface ( $\log g$ ) à partir des spectres visuels et UV.

### 3.1 Modèles d'atmosphère

Un modèle d'atmosphère est un outil numérique qui permet de simuler les conditions physiques à l'intérieur d'une atmosphère. Par exemple, un modèle complet permet de connaître la densité d'une espèce chimique donnée, la pression et la température en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. Ce modèle doit tenir compte de l'interaction entre la matière (électrons, atomes et ions) et la radiation (qui provient du dessous de l'atmosphère en général) par l'entremise de l'équation de transfert radiatif. De plus, les équations d'équilibres hydrostatique et radiatif doivent aussi être simultanément résolues, ce qui rend rapidement le problème des modèles d'atmosphère complexe. Physiquement, il s'agit de modéliser comment les photons sont diffusés, absorbés et ré-émis par la matière et de comprendre comment ces

interactions entre matière et radiation vont à leur tour affecter les structures en densité et en température. À défaut de présenter la théorie complète nécessaire à la construction et la résolution numérique d'un modèle d'atmosphère, nous référons le lecteur à différents manuels sur le calcul de tels modèles (Mihalas 1978 et Rutten 2000 par exemple). Nous nous contentons d'expliquer les quelques approximations et simplifications généralement faites pour faciliter le calcul de nos modèles d'atmosphère.

### 3.1.1 Approximations

Premièrement, les modèles utilisés sont construits sous l'hypothèse d'une atmosphère à plans parallèles. Dans le cas des naines blanches, cette approximation est très bien justifiée puisque l'épaisseur typique de l'atmosphère (quelques kilomètres) est largement inférieure au rayon de l'étoile ( $\sim 5000-10000$  km). Ainsi, la courbure de l'atmosphère peut être négligée et on peut considérer qu'elle est plane.

Deuxièmement, les modèles d'atmosphère utilisés sont composés uniquement d'hydrogène, d'où le fait que nous limitons notre échantillon aux étoiles ne montrant que des raies d'hydrogène (type spectral DA). L'avantage de n'utiliser que l'hydrogène vient du fait que la structure des niveaux d'énergie de cet atome est théoriquement complète et plus facile à modéliser.

Troisièmement, les atmosphères dont la température effective est inférieure à  $\sim 15,000$  K sont fortement convectives et le transport de l'énergie par convection ne peut alors être négligé. Le transport d'énergie par convection est décrit par la théorie de la longueur de mélange (*Mixing Length Theory*). Sommairement, elle utilise l'image d'un élément de matière moins dense que son environnement qui monte d'une distance  $l$  jusqu'à ce qu'il libère son énergie, pour ensuite redescendre vers le bas de l'atmosphère. Bergeron et al. (1995) (ci-après BWLFSA) ont étudié l'importance et l'efficacité de la convection dans des étoiles naines blanches variables (appelées ZZ Ceti). Par une étude comparative des spectres visuel et UV, ils ont pu contraindre l'efficacité du transport convectif (paramètre  $\alpha$ ) dans ces étoiles. En fait, le paramètre  $\alpha$  est défini comme le rapport entre la longueur de mélange et l'échelle caractéristique de pression ( $\alpha \equiv l/H$ ) et plus il est grand, plus le transport d'énergie est efficace



et plus les cellules convectives peuvent se déplacer sur de grandes distances avant de libérer leur énergie. BWLFSA obtiennent donc  $\alpha=0.6$ , qu'on écrit aussi sous la forme  $ML2/\alpha=0.6$ . Le ML2, comparativement à ML1 ou ML3 par exemple, réfère à la valeur de différentes constantes dans l'équation du flux convectif (voir Bergeron et al. 1992b pour plus de détails). Nous utilisons donc cette même paramétrisation pour nos modèles d'atmosphère.

Finalement, une hypothèse généralement faite dans le cas des atmosphères stellaires est que cette dernière est à l'équilibre thermodynamique local (ETL). Cette approximation revient à considérer seulement les processus collisionnels dans le traitement des transitions énergétiques d'un atome donné. La population de chacun des niveaux d'excitation et d'ionisation est alors donnée par l'équation de Saha-Boltzmann. Dans les atmosphères où la pression est très grande, l'approximation ETL est bien justifiée. Toutefois, lorsque la pression n'est plus suffisante, les processus radiatifs deviennent non-négligeables et doivent être pris en compte. C'est le régime hors-ETL, naturellement plus formel, qui fait appel à l'équilibre statistique pour calculer les populations des différents niveaux d'excitation et d'ionisation. C'est donc dans ce régime que sont calculés tous nos modèles d'atmosphère. En fait, il peut être intéressant de comparer les effets ETL aux effets hors-ETL. Liebert et al. (2005) (ci-après, LBH) ont fait un tel exercice et ont montré que dans une atmosphère pure en hydrogène, les effets hors-ETL commencent à se faire sentir à partir d'environ 35,000 K. Au-delà de cette température, les modèles ETL tendent à surestimer  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  comparativement aux modèles hors-ETL (voir la figure 3 de LBH). Ainsi, comme nos modèles d'atmosphère sont tous hors-ETL, nous n'aurons pas à nous soucier des légères différences introduites par l'approximation ETL.

## 3.2 Méthode spectroscopique

Les spectres synthétiques sont calculés à partir de la structure en température des modèles d'atmosphère et couvrent la région spectrale allant de 1000 Å à 7000 Å. La couverture en température effective va de 1500 K à 140,000 K par pas de (1) 250 K pour  $1500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} < 5500 \text{ K}$ , (2) 500 K pour  $5500 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} < 17,000 \text{ K}$ , (3) 5000 K pour  $20,000 \text{ K} \leq T_{\text{eff}} < 100,000 \text{ K}$  et (4) 10,000 K pour  $T_{\text{eff}} \geq 100,000 \text{ K}$ . Quant à  $\log g$ , les grilles couvrent de 6.5 à 9.5 par pas de 0.5. Finalement, chacune des grilles de spectres synthétiques est convoluée par une gaussienne de

largeur à mi-hauteur (FWHM) de 3, 6, 9 ou 15 Å, dépendant de la résolution instrumentale de chacun des spectres observés. À partir du moment où nos grilles de spectres synthétiques sont construites, il est possible de les utiliser pour déterminer  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  pour chacune des étoiles de notre échantillon. Les différentes techniques utilisées sont décrites dans ce qui suit.

### 3.2.1 Spectre visible

Le profil des raies de Balmer est sensible aux valeurs de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ . Par conséquent, une comparaison détaillée des profils synthétiques et observés peut permettre de contraindre ces deux paramètres atmosphériques. La méthode utilisée pour déterminer les paramètres atmosphériques à partir du profil des raies de Balmer est comparable à celle utilisée par Bergeron et al. (1992a) (ci-après, BSL) et, plus récemment, LBH.

Comme ici on veut comparer les profils des raies, il est utile de normaliser le continu de chacune des raies. Toutefois, il s'avère que cette première étape est déterminante dans la procédure de comparaison des profils de raies, et il ne suffit pas de prendre des points suffisamment espacés de part et d'autre du centre de la raie. On utilise plutôt deux techniques optimisées pour différentes températures effectives. Premièrement, pour les étoiles dont la température se situe entre 9000 et 16,000 K environ, on détermine le continu en ajustant sur tout le spectre plusieurs courbes pseudo-gaussiennes à l'aide de la méthode non-linéaire des moindres-carrés de Levenberg-Marquardt (voir BWLFSA). Une pseudo-gaussienne se distingue d'une gaussienne pure simplement par l'exposant à l'intérieur de l'exponentielle, qu'on appelle aussi le paramètre de forme  $\alpha$ . Par exemple, lorsque  $\alpha = 2$  on retrouve une gaussienne normale. Ce paramètre de forme n'est introduit que pour permettre d'améliorer l'accord entre les pseudo-gaussiennes et le spectre, et ne représente rien de physique. Ainsi, à l'aide de cette courbe lisse, il est possible de définir précisément les points formant le continu pour chacune des raies. Cette méthode s'avère particulièrement utile lorsque des défauts ou de faibles raies d'émission se superposent aux profils des raies puisqu'elle permet de négliger la contribution de ces défauts au profil de la raie. De plus, elle permet de connaître la position du centre des raies et de corriger le décalage spectral si nécessaire. Deuxièmement, lorsque les étoiles sont plus froides que 9000 K ou plus chaudes que 16,000 K, on ajuste carrément des spectres

synthétiques avec la méthode de Levenberg-Marquardt pour déterminer le continu. Les valeurs de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  (qui sont considérés comme paramètres libres) à ce point-ci sont sans importance puisque plusieurs autres paramètres libres sont utilisés pour définir le continu. Notons que la largeur de part et d'autre du centre des raies est pré-définie et que seule la valeur du continu est à déterminer. Ainsi, pour les raies de  $H\beta$  à  $H8$ , les largeurs à partir du centre de la raie varient entre 140 à 30 Å pour le côté bleu et entre 100 et 40 Å pour le côté rouge des raies. Les deux techniques de normalisation permettent donc de trouver de façon précise les points du continu entre lesquels on peut tracer une droite et diviser le flux de la raie par cette droite. Un exemple de chacune des méthodes de normalisation est illustré à la figure 3.1. Les lignes verticales pointillées délimitent chacune des raies tandis que les traits

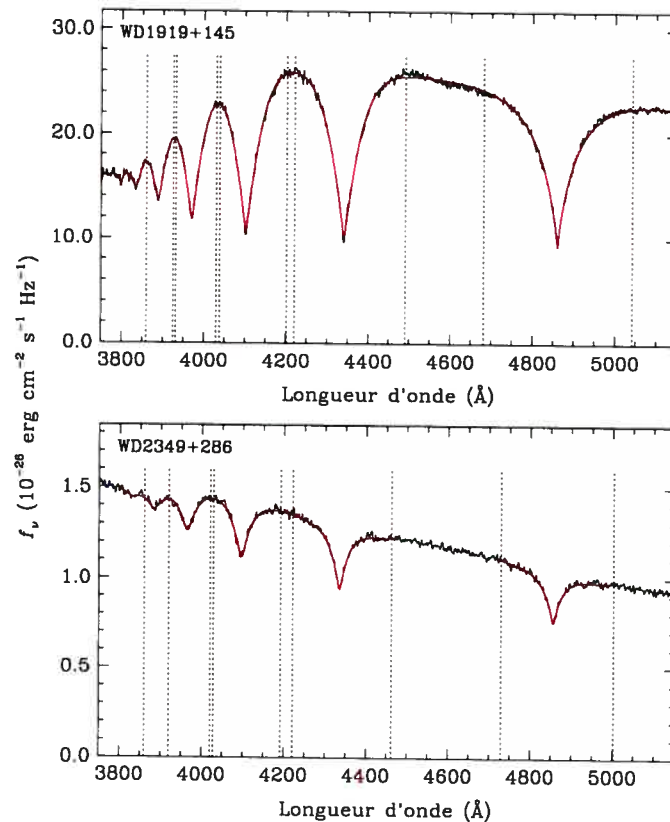


FIGURE 3.1 – Exemples des deux procédures de normalisation des raies: en haut, la procédure avec des pseudo-gaussiennes ( $T_{\text{eff}} \approx 14,500$  K) et en bas, la procédure avec des spectres synthétiques ( $T_{\text{eff}} \approx 37,000$  K). Les lignes pointillées délimitent le continu de chacune des raies.

rouges permettent de connaître la valeur du continu à chacun des bords des raies.

Une fois que les raies de Balmer observées et synthétiques sont normalisées, on peut comparer leurs profils en utilisant, encore une fois, la méthode non-linéaire de minimisation du  $\chi^2$  de Levenberg-Marquardt. Cette procédure considère simultanément les raies H $\beta$  jusqu'à H8 pour déterminer  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ . De plus, les raies dont le coeur est en émission (dans le cas des systèmes binaires par exemple) sont négligées afin d'éviter toute confusion. Notons par ailleurs qu'il existe, selon l'estimé initial ( $T_{\text{eff}}=8000$  K ou 20,000 K et  $\log g=8.0$ ), deux solutions pour  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  avec cette procédure de minimisation. Ces deux solutions viennent du fait que de part et d'autre de 13,500 K, la largeur équivalente des raies est identique, contrairement aux profils des raies qui sont différents. Le choix de la bonne solution est donc faite sur la base des profils des raies. Toutefois, lorsque la température est d'environ 13,500 K, là où la largeur équivalente des raies est maximale, la distinction entre les profils des raies est moins évidente. Dans ces cas, on se sert de la pente des spectres pour discriminer entre les deux solutions: on normalise les spectres à 4600 Å, on ajuste sur ces spectres un modèle « chaud » et « froid » et on choisit la meilleure des deux solutions. Il faut donc spécifier préalablement laquelle des deux solutions il faut utiliser pour chacune des étoiles de l'échantillon. Des résultats typiques de notre procédure de détermination des paramètres atmosphériques à partir du spectre visuel sont présentés à la figure 3.2.

### 3.2.2 Spectre UV

#### Ajustement de la pente

Il est aussi possible d'obtenir un autre estimé de la température effective en étudiant le spectre UV des étoiles. En effet, on peut comparer de façon détaillée la pente de la distribution UV des étoiles de l'échantillon avec celle des spectres synthétiques pour obtenir  $T_{\text{eff}}$ . BWLFSA ont montré que la distribution d'énergie UV est très peu sensible à la valeur de la gravité de surface (voir leur figure 10a). Ainsi, pour une valeur arbitraire mais réaliste de  $\log g$ , il existe une valeur de  $T_{\text{eff}}$  qui donne un bon accord entre le modèle et les observations. Pour éviter cette ambiguïté, il faut fixer un de ces paramètres libres: nous utilisons donc la valeur de  $\log g$  dérivée à partir du spectre visuel pour déterminer la température effective du spectre UV.

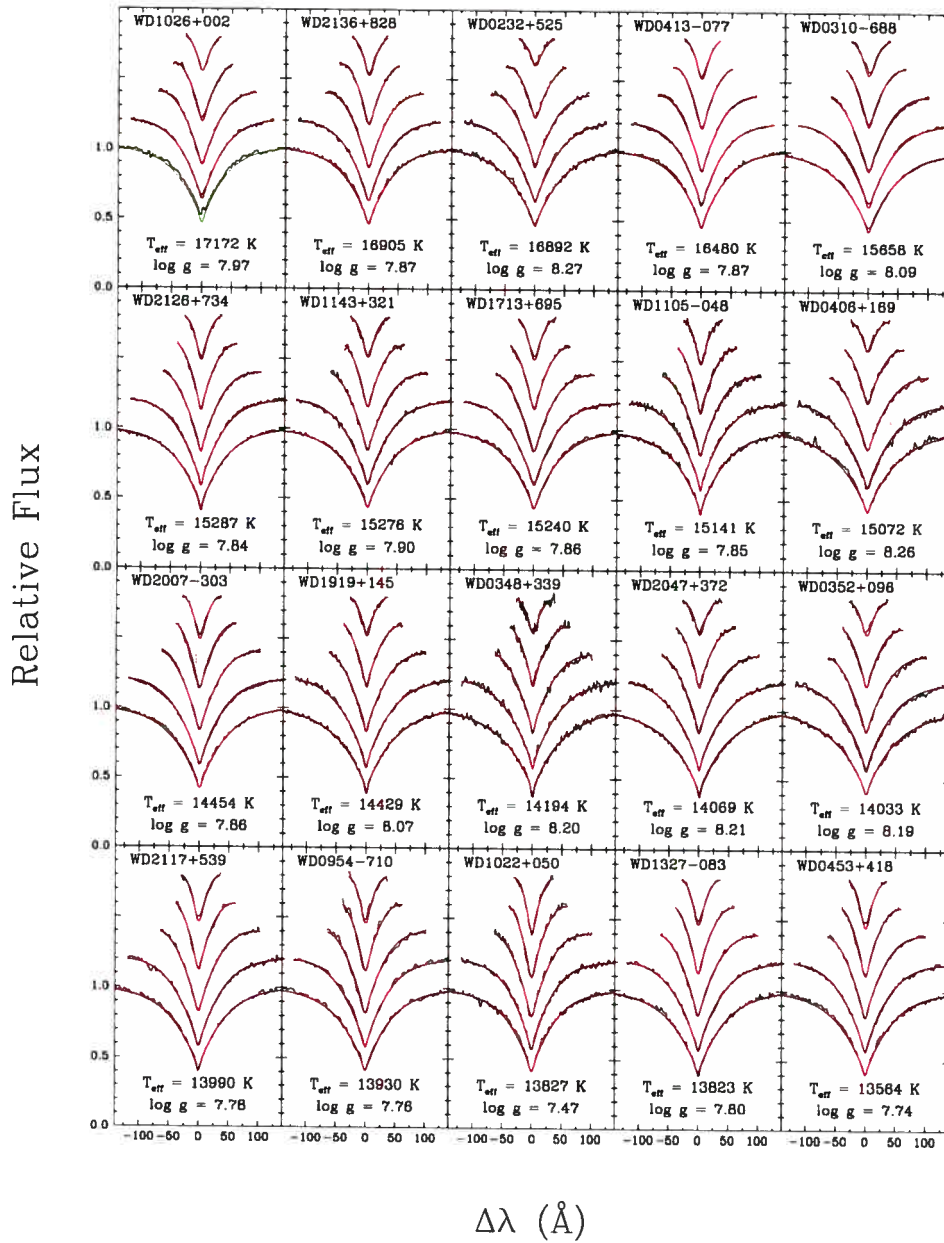


FIGURE 3.2 – Spectres synthétiques normalisés (trait rouge) superposés aux raies de Balmer ( $H\beta$ – $H8$ ) observées et normalisées (trait noir) pour quelques étoiles de notre échantillon. Les paramètres atmosphériques dérivés sont aussi montrés. Lorsque une ou plusieurs raies sont omises de la procédure de minimisation, le modèle est tracé en vert.

Dans ce cas, les paramètres libres dans la méthode de minimisation du  $\chi^2$  sont  $T_{\text{eff}}$  et l'angle solide  $\pi(R^2/D^2)$ , où  $R$  et  $D$  sont respectivement le rayon de l'étoile et la distance à cette

dernière. En effet, comme les spectres synthétiques donnent  $H_\nu$ , le flux d'Eddington, il nous faut le transformer en flux  $f_\nu$  reçu à la Terre à l'aide de la relation

$$f_\nu = 4\pi \frac{R^2}{D^2} \cdot H_\nu(T_{\text{eff}}; \log g) \quad (3.1)$$

On peut alors comparer les flux  $f_\nu$  observé et théorique jusqu'à ce que les valeurs de  $T_{\text{eff}}$  et d'angle solide donnent le meilleur accord. La figure 3.3 présente quelques exemples de résultats

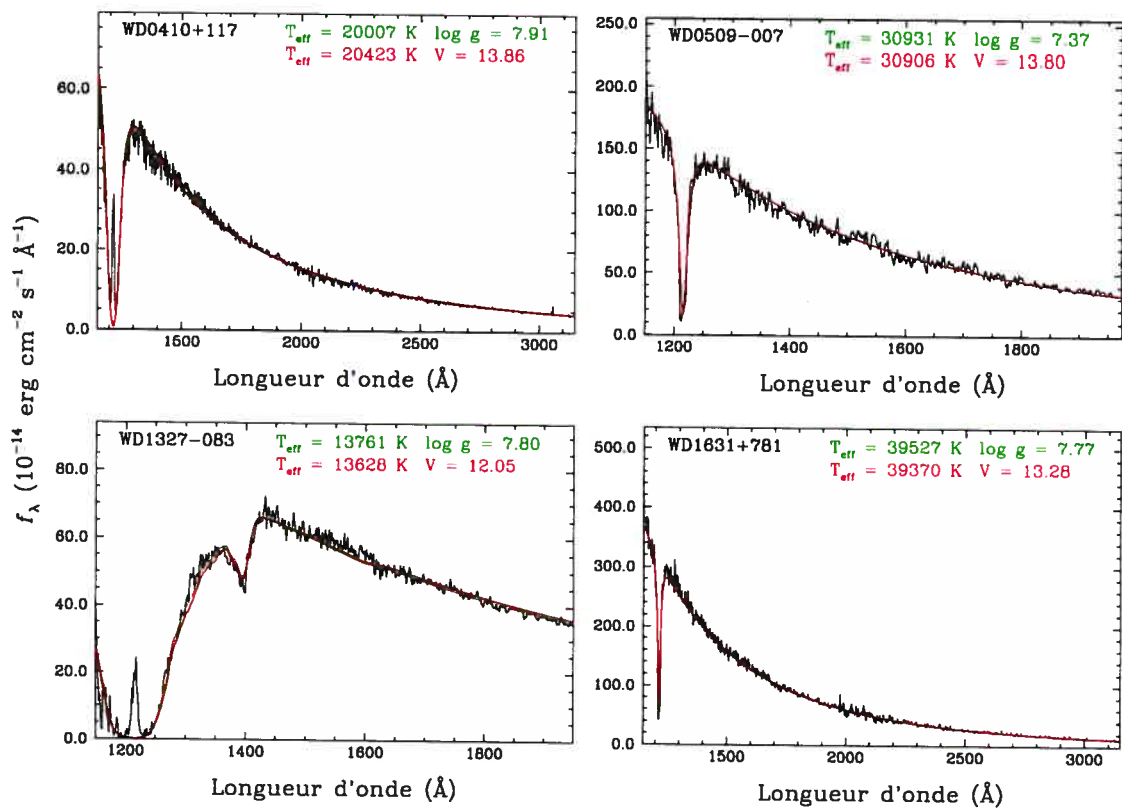


FIGURE 3.3 – Meilleurs accords avec les observations (noir) en utilisant la méthode de la pente (vert) et la méthode de normalisation à V (rouge) pour quatre étoiles de notre échantillon. Les valeurs de  $\log g$ , pour la méthode de la pente, sont obtenues à partir des spectres visuels.

de cette méthode de détermination de  $T_{\text{eff}}$  dans l'UV (trait vert).

Cette première façon de déterminer la température effective dans l'UV dépend donc seulement du flux relatif entre les observations et les spectres synthétiques. En effet, ici, on ne compare que la forme de la distribution d'énergie et l'angle solide n'intervient que pour mettre

à la même échelle la grille de spectres synthétique et le spectre observé. Qu'il y ait un manque de flux absolu importe peu dans la détermination de  $T_{\text{eff}}$  puisque la forme de la distribution d'énergie reste inchangée: seul l'estimé de l'angle solide sera incertain dans ce cas. Toutefois, on sait que le rougissement interstellaire (extinction sélective de l'intensité lumineuse en fonction de la longueur d'onde), s'il est présent, peut altérer la forme de la distribution d'énergie dans l'UV. Dans ces cas, il sera important de le considérer mais, pour l'instant, nous ne le considérons pas. Nous y reviendrons à la section 4.4. Par ailleurs, il arrive que la jonction entre les deux spectres des deux caméras de IUE ne soit pas tout le temps bonne: dans certains cas, un décalage vertical ou un changement de pente est décelable. Dans ces cas, cette méthode de détermination de  $T_{\text{eff}}$  s'avère beaucoup moins fiable. On peut néanmoins contourner le problème en n'utilisant qu'une seule des deux régions spectrales (si on sait laquelle utiliser!).

### Normalisation à $V$

Il existe une deuxième façon d'estimer la température de l'étoile à partir du spectre UV: on l'obtient en normalisant le spectre observé à la magnitude visuelle  $V$  ( $\lambda_0=5490 \text{ \AA}$ ) de l'objet en question. Cette technique s'inspire de celle utilisée par Finley et al. (1990). En gros, chaque point du spectre UV observé est divisé par le flux correspondant à la magnitude  $V$  (voir éq. 3.3) tandis que les spectres synthétiques sont divisés par leur propre flux à  $V$ . On force ainsi ces derniers à passer par la magnitude  $V$ , laquelle sert alors de point d'ancrage autour duquel les différents modèles pourront pivoter jusqu'à ce que le meilleur accord possible soit trouvé. C'est encore la méthode non-linéaire des moindres-carrés de Levenberg-Marquardt qui est utilisée pour minimiser l'écart entre les spectres observé et synthétique et seule  $T_{\text{eff}}$  est considérée comme paramètre libre. Pour transformer la magnitude  $V$  en flux, on utilise la relation

$$V = -2.5 \log \left[ \frac{\int_0^\infty f_\lambda S(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S(\lambda) d\lambda} \right] + C_V \quad (3.2)$$

où le terme entre crochets est le flux total moyen dans la bande  $V$ ,  $S_\nu(\lambda)$  est la fonction de transmission de la bande  $V$  et  $C_V = -21.0798$  est une des constantes de flux de Vega (Bergeron et al. 2005). En fait, Vega est l'étoile photométrique de référence du système de magnitudes et, par convention, sa magnitude est égale à 0 dans toutes les bandes. Le flux dans  $V$  s'obtient

donc directement de l'équation 3.2:

$$f_V = \frac{3.6989 \times 10^{-9}}{10^{0.4V}} \quad [\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}] \quad (3.3)$$

Quelques exemples de résultats obtenus avec cette méthode sont montrés à la figure 3.3 (trait rouge).

La validité de cette méthode de détermination de  $T_{\text{eff}}$  dépend principalement de (1) l'exactitude de la magnitude  $V$  et (2) du flux absolu des spectres. Dans le premier cas, si l'étoile est binaire, la magnitude peut être contaminée par les deux étoiles, ce qui mène à une sous-estimation de la température. En effet, si le vrai flux à  $V$  du spectre UV est inférieure à celui

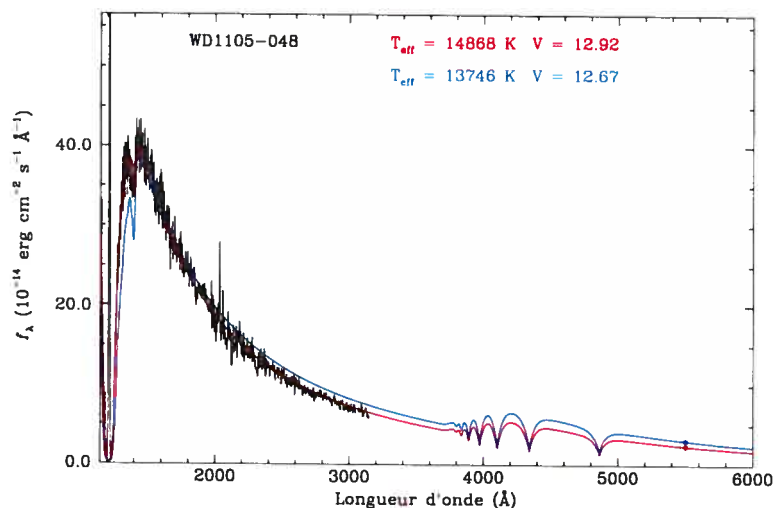


FIGURE 3.4 – Effets d'une magnitude biaisée sur la détermination de  $T_{\text{eff}}$  en utilisant la méthode de normalisation à  $V$ . Les points rouge et bleu sont respectivement la magnitude  $V$  mesurée de l'objet et une magnitude plus brillante de 0.25 mag. Les spectres synthétiques correspondant sont montrés avec le même code de couleur. Lorsque  $V$  est surestimée, le spectre synthétique dans l'UV s'aplatit et la température est sous-estimée.

donné par la magnitude  $V$ , alors la pente du spectre synthétique dans l'UV devra être moins abrupte pour obtenir le meilleur ajustement. Par conséquent, il y aura moins de flux dans l'UV et la température estimée sera plus faible. Dans le deuxième cas, on se souvient que la fente circulaire du télescope spatial IUE pouvait parfois bloquer une partie du flux, résultant en une baisse du flux absolu. Encore une fois, on sous-estime la température du spectre UV



puisque la magnitude  $V$  du spectre et celle mesurée indépendamment ne concordent pas. Un exemple d'une telle situation est illustré à la figure 3.4, où deux magnitudes ont été utilisées: une première qui correspond à la vraie magnitude  $V$  mesurée de l'objet pris en exemple (point rouge) et une deuxième de 0.25 mag inférieure (i.e. plus brillante; point bleu) à la première. Le résultat net est que la pente du spectre synthétique dans le deuxième cas est plus plate et, incidemment, la température est plus basse. On voit aussi que l'accord entre le spectre biaisé et les observations n'est pas très bon, mais rappelons qu'un écart de 0.25 mag est probablement excessif et est seulement utilisé à titre d'exemple.

En somme, nous avons développé trois techniques différentes permettant de déterminer  $T_{\text{eff}}$  à partir des spectres visuel et UV. Lorsqu'appliquées à notre échantillon de 141 étoiles DA, ces trois méthodes nous permettront d'identifier des objets présentant des incohérences en termes de température effective. Le chapitre 4 présente donc les résultats d'une telle analyse ainsi que l'identification de divers facteurs pouvant influencer ces résultats.

## Chapitre 4

# Analyse des données spectroscopiques

Suivant la procédure décrite au chapitre 3, nous présentons au tableau 4.1 les températures effectives déterminées à partir du spectre visible ( $T_{\text{opt}}$ ), de la pente de la distribution d'énergie UV ( $T_{\text{UV}}$ ) et de la normalisation à  $V$  ( $T_V$ ) ainsi que la gravité de surface, la masse et la distance de chacune des étoiles. La masse et le rayon sont déterminés à partir des modèles évolutifs de Wood (1995), lesquels supposent un coeur composé de carbone avec une « épaisse » couche d'hydrogène,  $q(H) \equiv M_H/M_* = 10^{-4}$ . Les étoiles de faible masse (i.e. de moins de  $\sim 0.45 M_{\odot}$ ) sont aussi analysées avec les modèles de Wood (1995), même si on s'attend plus à ce que leur coeur soit composé d'hélium plutôt que de carbone. Notons que cette approximation n'altère en rien les trois estimés de  $T_{\text{eff}}$  puisque la masse n'intervient dans aucune des trois procédures de détermination de  $T_{\text{eff}}$ . Quant à la distance des étoiles, elle est dérivée à partir du module de distance, lequel est donné par l'équation suivante:

$$V - M_V = 5 \log_{10}(d) - 5 \quad (4.1)$$

$d$  est la distance en parsecs tandis que  $V$  et  $M_V$  sont respectivement les magnitudes observée et absolue. Cette dernière est obtenue à partir du spectre synthétique de la solution dans le visible. Pour les étoiles dont aucune magnitude  $V$  n'est disponible, la distance est dérivée à

partir du rayon de l'étoile et de l'angle solide, lequel est obtenu à partir de la méthode de la pente.

TABLEAU 4.1 – Résultats pour l'échantillon complet d'étoiles DA.

WD	Nom	$V$	$T_{\text{opt}}$	$\log g$	$T_{\text{UV}}$	$T_V$	$M/M_{\odot}$	$d$ (pc)
0004+330	GD 2	13.82	48385	7.68	42726 $\pm$ 15500	44007 $\pm$ 3900	0.55	109.5
0037+312	GD 8	14.66	49564	7.72	28452 $\pm$ 10800	30947 $\pm$ 3500	0.57	158.0
0047-524	BPM 16274	14.20	18339	7.83	18223 $\pm$ 1000	18691 $\pm$ 350	0.53	51.8
0050-332	GD 659	13.36	34529	7.99	35077 $\pm$ 5200	34700 $\pm$ 2000	0.65	55.9
0101+048	G2-17	13.96	8530	8.27	7912 $\pm$ 950	7943 $\pm$ 450	0.77	14.3
0131-163	GD 984	13.98	44015	8.00	42553 $\pm$ 12200	40083 $\pm$ 3700	0.68	86.2
0133-116	Ross 548	14.16	11986	7.98	12054 $\pm$ 800	12004 $\pm$ 400	0.60	32.5
0134+833	GD 419	13.06	18311	8.06	18542 $\pm$ 1100	18875 $\pm$ 400	0.66	26.1
0135-052	L870-2	12.84	7273	7.85	6319 $\pm$ 500	6765 $\pm$ 450	0.51	8.6
0136+251	PG 0136+251	16.00	39791	9.03	38660 $\pm$ 6500	40318 $\pm$ 6200	1.22	85.4
0145-257	GD 1401	14.69	25625	7.97	25319 $\pm$ 6200	22032 $\pm$ 975	0.62	78.3
0148+467	GD 279	12.17	13432	7.93	13553 $\pm$ 400	13267 $\pm$ 200	0.57	14.7
0205+250	G35-29	13.23	20243	7.90	20449 $\pm$ 2500	19469 $\pm$ 600	0.57	34.2
0214+568	H Per 1166	13.65	21408	7.91	21338 $\pm$ 1625	22145 $\pm$ 500	0.58	43.1
0227+050	Feige 22	12.79	18887	7.84	18219 $\pm$ 1250	18839 $\pm$ 450	0.54	27.5
0229-481	LB 1628	14.53	71970	7.09	46972 $\pm$ 40000	50061 $\pm$ 8250	0.46	325.9
0231-054	GD 31	14.24	13552	8.66	12949 $\pm$ 400	13188 $\pm$ 200	1.02	22.7
0232+035	Feige 24	12.40	63698	7.25	51306 $\pm$ 23750	42683 $\pm$ 2250	0.47	97.7
0232+525	G174-5	13.75	16892	8.27	16211 $\pm$ 1250	16721 $\pm$ 425	0.79	29.0
0255-705	BPM 2819	14.08	10608	8.15	10564 $\pm$ 2000	10309 $\pm$ 1275	0.70	24.0
0302+027	Feige 31	14.97	35337	7.84	35916 $\pm$ 16000	34329 $\pm$ 2800	0.58	133.7
0310-688	LB 3303	11.40	15658	8.09	15487 $\pm$ 700	16055 $\pm$ 325	0.67	10.5
0320-539	LB 1663	14.99	34443	7.75	30966 $\pm$ 4500	33354 $\pm$ 2375	0.54	140.8
0343-007	KUV0343-007	14.91	62859	7.73	46058 $\pm$ 19400	38885 $\pm$ 4750	0.61	201.1
0346-011	GD 50	13.99	41196	9.15	36456 $\pm$ 4700	37196 $\pm$ 1550	1.27	30.8
0348+339	GD 52	15.20	14194	8.20	13391 $\pm$ 600	13661 $\pm$ 300	0.74	51.8
0352+096	HZ 4	14.34	14033	8.19	13964 $\pm$ 600	13770 $\pm$ 250	0.73	34.7
0401+250	G8-8	13.81	12240	7.99	12200 $\pm$ 400	12328 $\pm$ 250	0.60	28.0
0406+169	LB 227	15.13	15073	8.26	14650 $\pm$ 700	14701 $\pm$ 300	0.78	50.4
0410+117	HZ 2	13.86	20504	8.01	20134 $\pm$ 1200	20413 $\pm$ 400	0.63	43.0
0413-077	40 Eri B	9.52	16480	7.87	16093 $\pm$ 600	16586 $\pm$ 300	0.55	5.4
0421+740	RE J0427+741	—	52372	7.85	46006 $\pm$ $\infty$	—	0.63	203.6
0425+168	GH 7-233	14.06	23760	8.08	23076 $\pm$ 2500	23426 $\pm$ 950	0.68	50.7
0453+418	GD 64	13.89	13564	7.74	13688 $\pm$ 800	13753 $\pm$ 400	0.47	37.1
0455-282	RE J0457-280	13.95	56087	7.90	58265 $\pm$ 30000	55326 $\pm$ 5450	0.66	104.9
0501+527	G191-B2B	11.78	58865	7.57	60680 $\pm$ 20200	60438 $\pm$ 4700	0.54	52.7
0507+045	HS0507+0435A	14.30	20787	7.99	20587 $\pm$ 2900	21306 $\pm$ 700	0.62	53.7
0509-007	RE J0512-004	13.80	32004	7.37	30931 $\pm$ 5600	30906 $\pm$ 1575	0.40	102.2
0548+000	GD 257	14.77	45871	7.75	38384 $\pm$ 17900	35425 $\pm$ 3600	0.57	155.7
0549+158	GD 71	13.04	33212	7.85	31034 $\pm$ 2500	32536 $\pm$ 1000	0.58	51.5
0612+177	G104-27	13.39	25312	7.94	25132 $\pm$ 2100	26033 $\pm$ 675	0.61	43.4
0615+655	HS 0615+6535	15.70	97889	7.12	63424 $\pm$ $\infty$	27538 $\pm$ 4550	0.56	682.3
0621-376	RE J0623-374	12.09	59779	7.24	53791 $\pm$ $\infty$	61133 $\pm$ 11625	0.45	81.8
0631+107	WD 0631+107	13.82	26718	7.87	26291 $\pm$ 3100	29121 $\pm$ 1650	0.57	58.6
0644+375	G87-7	12.07	21300	8.16	21349 $\pm$ 3100	21711 $\pm$ 450	0.72	17.4
0651-020	GD 80	14.83	33643	8.23	32669 $\pm$ 4400	33465 $\pm$ 1775	0.79	89.8
0802+413	KUV 343-6	15.21	51616	7.59	33905 $\pm$ 12000	37996 $\pm$ 4400	0.53	231.5
0824+288	PG 0824+289	14.73	50525	7.75	40603 $\pm$ 9800	37820 $\pm$ 2275	0.58	161.5
0836+237	PG 0836+237	16.64	54290	7.71	48595 $\pm$ $\infty$	40498 $\pm$ 4825	0.58	415.8
0839-327	LHS 253	11.90	9318	7.99	9071 $\pm$ 400	9274 $\pm$ 300	0.59	8.0
0858+363	GD 99	14.76	11825	8.09	11790 $\pm$ 600	11693 $\pm$ 400	0.66	39.4

WD	Nom	$V$	$T_{opt}$	$\log g$	$T_{UV}$	$T_V$	$M/M_{\odot}$	$d$ (pc)
0904+511	PG 0904+512	16.40	32268	8.25	32111 $\pm$ $\infty$	31120 $\pm$ 2650	0.80	175.2
0921+354	G117-B15A	15.50	11627	7.98	12132 $\pm$ 900	12061 $\pm$ 350	0.59	58.5
0939+262	PG 0939+262	14.53	68201	7.84	47613 $\pm$ 19800	40091 $\pm$ 2950	0.66	159.3
0943+441	G116-52	13.29	12822	7.55	13868 $\pm$ 2200	13910 $\pm$ 550	0.39	30.0
0947+857	RE J0957+852	15.80	51709	8.02	36908 $\pm$ 15000	40750 $\pm$ 4125	0.71	214.5
0954-710	BPM 6082	13.48	13930	7.76	13894 $\pm$ 650	14275 $\pm$ 425	0.49	30.9
1010+064	PG 1010+065	16.61	45329	7.96	39478 $\pm$ $\infty$	41152 $\pm$ 7575	0.66	304.3
1022+050	LP 550-52	14.18	13828	7.47	11745 $\pm$ 750	11683 $\pm$ 450	0.36	51.1
1026+002	PG 1026+002	13.83	17172	7.97	16620 $\pm$ 1325	16363 $\pm$ 400	0.60	37.6
1026+453	PG 1026+454	16.13	35900	7.91	38734 $\pm$ $\infty$	34457 $\pm$ 3300	0.62	219.0
1031-114	L825-14	13.02	25328	7.89	23865 $\pm$ 2500	23582 $\pm$ 800	0.58	37.9
1033+464	GD 123	14.34	29425	7.88	28487 $\pm$ 3100	28062 $\pm$ 850	0.58	81.8
1041+580	PG 1041+580	14.60	30436	7.75	29363 $\pm$ 7900	29145 $\pm$ 1525	0.53	104.4
1042-690	BPM 6502	12.87	21012	7.93	21250 $\pm$ 1900	20976 $\pm$ 600	0.59	29.2
1052+273	GD 125	14.11	23095	8.37	22480 $\pm$ 1300	23208 $\pm$ 450	0.86	40.8
1056+516	LB 1919	16.76	67022	7.99	39045 $\pm$ $\infty$	60241 $\pm$ 18400	0.72	388.4
1057+719	PG 1057+719	14.80	41276	7.80	36555 $\pm$ 10500	40502 $\pm$ 3600	0.58	142.3
1104+602	WD 1104+602	13.80	17922	8.02	17815 $\pm$ 1800	18198 $\pm$ 575	0.63	37.3
1105-048	L970-30	12.92	15142	7.85	14936 $\pm$ 650	14869 $\pm$ 300	0.53	24.2
1108+325	PG 1108+325	16.80	62364	7.61	45281 $\pm$ $\infty$	43347 $\pm$ 6500	0.56	530.5
1109+244	PG 1109+244	15.77	37812	8.14	37047 $\pm$ 30200	37289 $\pm$ 4175	0.74	161.9
1116+026	PG 1116+026	14.57	12286	8.05	12198 $\pm$ 300	12244 $\pm$ 150	0.63	38.3
1123+189	PG 1123+189	14.13	51751	7.90	49004 $\pm$ 20300	44343 $\pm$ 3575	0.65	109.6
1134+300	GD 140	12.52	21259	8.55	21199 $\pm$ 800	21611 $\pm$ 400	0.97	16.0
1143+321	G148-7	13.66	15276	7.90	15016 $\pm$ 725	15703 $\pm$ 425	0.56	33.1
1234+481	HS 1234+4811	14.42	53843	7.72	51701 $\pm$ 21600	51908 $\pm$ 5700	0.58	148.0
1236-495	BPM 37093	13.96	11809	8.84	11656 $\pm$ 675	11930 $\pm$ 425	1.12	15.0
1254+223	GD 153	13.35	39615	7.86	36519 $\pm$ 5300	37979 $\pm$ 2100	0.60	67.9
1307+354	GD 154	15.31	11180	8.15	11473 $\pm$ 825	11369 $\pm$ 500	0.70	45.4
1314+293	HZ 43	12.98	52394	8.06	49785 $\pm$ 14400	54299 $\pm$ 3200	0.73	57.2
1327-083	Wolf 485	12.05	13823	7.80	13762 $\pm$ 325	13628 $\pm$ 150	0.50	15.5
1337+705	G238-44	12.78	20390	7.94	19954 $\pm$ 1000	20447 $\pm$ 300	0.59	27.3
1403-077	PG 1403-077	15.82	50664	7.62	37519 $\pm$ $\infty$	50421 $\pm$ 10300	0.54	296.7
1413+015	PG 1413+015	17.01	49716	7.68	41897 $\pm$ $\infty$	31930 $\pm$ 3350	0.55	483.1
1425-811	L19-2	13.35	12098	8.21	12244 $\pm$ 350	12233 $\pm$ 200	0.74	19.3
1532+033	PG 1532+033	16.02	66495	7.57	36114 $\pm$ 21200	49015 $\pm$ 7700	0.56	398.1
1544-377	L481-60	13.07	10583	8.09	10436 $\pm$ 400	10295 $\pm$ 275	0.66	15.7
1548+405	PG 1548+405	15.89	54476	7.64	44464 $\pm$ $\infty$	47522 $\pm$ 7200	0.56	313.7
1559+369	G180-23	14.36	11160	8.04	11235 $\pm$ 750	11087 $\pm$ 525	0.63	31.6
1615-154	G153-41	13.40	28971	7.95	29620 $\pm$ 3500	29758 $\pm$ 1125	0.62	49.5
1620-391	CD -38 10980	10.99	24231	8.07	24020 $\pm$ 1000	24194 $\pm$ 400	0.68	12.6
1631+781	WD 1631+781	13.28	41489	7.97	40496 $\pm$ 9900	39378 $\pm$ 2800	0.66	61.8
1636+351	KUV 433-03	15.02	36599	7.99	39212 $\pm$ 22700	37495 $\pm$ 4950	0.66	125.8
1647+591	G226-29	12.23	12460	8.29	12223 $\pm$ 400	12307 $\pm$ 150	0.79	11.2
1650+724	HS 1650+7229	—	44334	7.52	40821 $\pm$ $\infty$	—	0.49	588.6
1657+343	PG 1657+344	16.42	52488	7.62	42918 $\pm$ $\infty$	42321 $\pm$ 6275	0.54	398.8
1713+695	G240-51	13.27	15241	7.86	14908 $\pm$ 1825	15644 $\pm$ 825	0.54	28.3
1725+586	PG 1725+587	15.70	56084	8.31	49639 $\pm$ $\infty$	52582 $\pm$ 7800	0.87	168.0
1738+669	RE J1737+665	14.60	81210	7.77	56962 $\pm$ $\infty$	68390 $\pm$ 13700	0.67	193.7
1749+717	HS 1749+7145	15.70	69363	7.53	36931 $\pm$ 33000	34972 $\pm$ 2750	0.56	365.3
1800+685	KUV18004+6836	14.72	44176	7.82	47201 $\pm$ $\infty$	43472 $\pm$ 8600	0.60	140.5
1819+580	RE J1820+580	13.93	43634	7.93	45125 $\pm$ $\infty$	46266 $\pm$ 9500	0.64	88.9
1827+778	HS 1827+7753	—	74351	7.50	48129 $\pm$ $\infty$	—	0.57	410.7
1828+668	KUV18824+6650	16.65	10798	8.20	10936 $\pm$ $\infty$	10264 $\pm$ 1100	0.73	77.7

WD	Nom	$V$	$T_{\text{opt}}$	$\log g$	$T_{\text{UV}}$	$T_V$	$M/M_{\odot}$	$d$ (pc)
1845+019	Lanning 18	12.95	29384	7.81	28478 $\pm$ 3600	28942 $\pm$ 900	0.55	45.2
1845+683	KUV18453+6819	15.50	37084	8.20	37563 $\pm$ 28100	44782 $\pm$ 5500	0.77	134.9
1855+338	G207-9	14.63	11958	8.36	11952 $\pm$ 600	12099 $\pm$ 400	0.83	30.9
1919+145	GD 219	12.98	14430	8.06	14521 $\pm$ 900	15014 $\pm$ 450	0.65	20.7
1935+276	G185-32	13.03	12123	8.06	12024 $\pm$ 425	12072 $\pm$ 275	0.64	18.6
1936+327	GD 222	13.58	21329	7.91	20679 $\pm$ 3000	21305 $\pm$ 700	0.58	41.8
1950-432	MCT 1950-4314	14.86	39424	7.86	34706 $\pm$ 12700	32130 $\pm$ 2125	0.60	135.1
1953-011	L997-21	13.69	7772	8.24	7150 $\pm$ 975	7666 $\pm$ 625	0.75	11.0
2007-303	LTT 7987	12.18	14454	7.86	14660 $\pm$ 800	14996 $\pm$ 400	0.54	16.5
2014-575	L210-114	13.70	27465	7.94	26761 $\pm$ 2600	26479 $\pm$ 725	0.61	54.3
2020-425	MCT 2020-4234	14.90	29165	8.10	31689 $\pm$ $\infty$	27446 $\pm$ 1275	0.70	89.3
2028+390	GD 391	13.38	24127	7.90	24398 $\pm$ 1700	24336 $\pm$ 450	0.58	42.6
2032+248	Wolf 1346	11.52	19953	7.90	19936 $\pm$ 1200	20139 $\pm$ 450	0.57	15.4
2039-202	L711-10	12.33	19188	7.93	18575 $\pm$ 1200	19300 $\pm$ 400	0.58	21.2
2046+396	KPD 2046+3940	14.43	65428	7.51	50532 $\pm$ 34000	52998 $\pm$ 5800	0.54	200.9
2047+372	G210-36	12.93	14069	8.21	14063 $\pm$ 600	14356 $\pm$ 350	0.74	17.9
2105-820	BPM 1266	13.62	10794	8.19	10385 $\pm$ 1075	10707 $\pm$ 750	0.72	19.4
2111+498	GD 394	13.08	39205	7.81	32788 $\pm$ 5100	35586 $\pm$ 2575	0.58	61.6
2117+539	G231-40	12.26	13991	7.78	14002 $\pm$ 1300	14435 $\pm$ 550	0.49	17.5
2126+734	GW +73 8031	12.83	15287	7.84	15012 $\pm$ 775	15480 $\pm$ 400	0.53	23.5
2136+828	G261-45	13.02	16905	7.86	16782 $\pm$ 900	17610 $\pm$ 500	0.55	27.4
2146-433	MCT 2146-4320	15.81	63711	7.53	161888 $\pm$ $\infty$	22056 $\pm$ 1825	0.55	364.7
2149+021	G93-48	12.74	17360	7.93	16801 $\pm$ 1100	17364 $\pm$ 350	0.58	23.6
2153-419	MCT 2153-4156	15.38	40974	8.01	27792 $\pm$ $\infty$	21826 $\pm$ 2900	0.68	157.2
2159-414	MCT 2159-4129	15.88	61277	7.48	44506 $\pm$ 30000	57235 $\pm$ 11100	0.52	386.2
2207-303	RE J2210-300	—	28245	7.86	27871 $\pm$ 4800	—	0.57	74.3
2246+066	HS 2246+0640	—	142365	6.91	26816 $\pm$ $\infty$	—	—	207.4
2246+223	G67-23	14.35	10647	8.80	10161 $\pm$ 900	10597 $\pm$ 450	1.10	16.1
2309+105	GD 246	13.09	54681	7.94	51498 $\pm$ 16300	52429 $\pm$ 3100	0.68	67.3
2326+049	G29-38	13.06	11817	8.15	11632 $\pm$ 400	11664 $\pm$ 175	0.70	17.3
2331-475	MCT 2331-473	13.46	52574	7.78	50344 $\pm$ 26500	50719 $\pm$ 4500	0.60	89.1
2341+322	L1512-34B	12.90	12573	7.93	12339 $\pm$ 400	12455 $\pm$ 250	0.57	19.5
2349+286	PG 2349+286	16.26	37606	7.99	37906 $\pm$ $\infty$	31995 $\pm$ 6975	0.66	226.1
2353+026	PG 2353+026	15.83	60943	7.60	51961 $\pm$ 52500	34361 $\pm$ 3400	0.56	336.2
2357+296	PG 2357+297	15.10	52022	7.53	37553 $\pm$ 12900	46482 $\pm$ 5500	0.51	233.3
2359-434	L362-81	12.95	8544	8.44	7832 $\pm$ 1100	8173 $\pm$ 300	0.88	8.4

NOTE: Une incertitude de  $\pm\infty$  signifie que l'erreur sur  $T_{\text{eff}}$  est au moins aussi grande que la mesure de  $T_{\text{eff}}$  elle-même.

Les incertitudes sur les paramètres atmosphériques sont typiquement de 1.2% pour  $T_{\text{opt}}$  et de 0.038 dex pour  $\log g$ . Ces incertitudes sont déterminées à partir de la comparaison de plusieurs spectres d'une même étoile avec des rapport S/N constants (voir Liebert et al. 2005). Le calcul des incertitudes pour  $T_{\text{UV}}$  et  $T_V$  est différent. Dans les deux cas, une fois que les paramètres atmosphériques sont déterminés (en minimisant l'écart entre les spectres synthétique et observé), on calcule une déviation standard  $\sigma_0$  entre le spectre synthétique et

le spectre observé avec la relation suivante:

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [y_{\text{obs}}(x_i) - y_{\text{mod}}(x_i)]^2} \quad (4.2)$$

Par la suite, on incrémente (ou décrémente) la température d'un nouveau spectre synthétique en redéterminant l'angle solide (si nécessaire) jusqu'à ce que la déviation standard entre ce nouveau spectre synthétique et le meilleur accord soit de  $\sigma_0$ . Graphiquement, cette méthode donne des résultats tout à fait raisonnables, c'est-à-dire que les spectres synthétiques à  $\pm 1\sigma_0$  donnent un accord relativement bon avec les observations. Les incertitudes ainsi calculées sont présentées au tableau 4.1. Dans le cas de la méthode de la pente, une incertitude de  $\pm\infty$  signifie que l'erreur sur la mesure est au moins de l'ordre de la mesure elle-même! De façon générale, on constate que les erreurs sont beaucoup plus grandes pour  $T_{UV}$  que pour  $T_V$ . La raison vient du fait qu'en normalisant à  $V$ , c'est-à-dire en se plaçant très loin de la région UV d'intérêt, une légère variation de  $T_{\text{eff}}$  détériore rapidement la qualité de l'accord entre les spectres synthétique et observé. Quant à la méthode de la pente, elle est beaucoup plus incertaine et est, dans le cas de la plupart des étoiles de plus de 40,000 K, tout à fait inappropriée. En effet, au-delà de  $\sim 40,000$  K, la pente est beaucoup moins sensible à  $T_{\text{eff}}$  qu'à basse température. Par exemple, pour un rapport S/N relativement bon, on peut très bien superposer deux spectres synthétiques de 40,000 K et 90,000 K sur les observations et s'accorder sur la qualité de la solution. Par contre, à basse température, la méthode de la pente est beaucoup plus sensible à la pente et les incertitudes  $y$  sont par conséquent plus petites. Malgré tout, cette façon de déterminer les incertitudes a l'avantage d'être sensible au rapport S/N des spectres tant pour  $T_{UV}$  que pour  $T_V$ . En d'autres mots, les spectres avec des rapports S/N élevés ont des incertitudes beaucoup plus petites que ceux dont le rapport S/N est faible.

Finalement, précisons que les résultats pour WD 0131–163, WD 0824+288 et WD 1631+781 ont été obtenus en négligeant les raies  $H\beta$  et  $H\gamma$  tandis que les résultats pour WD 1026+002 et WD 1314+293 ne considèrent pas  $H\beta$ . Toutes ces étoiles montrent des raies de Balmer (celles négligées) avec des coeurs en émission dont l'origine est liée à la présence d'un compa-

gnon peu brillant de la séquence principale (en général, de type spectral M). Les raies  $H\beta$  de WD 0410+117, WD 1650+724 et WD 1749+717 montrent des irrégularités et sont négligées par mesure préventive. Rajoutons que WD 0131–163, WD 1026+002 et WD 1314+293 sont toutes cataloguées DA dans HBB et leur nature binaire n’y est absolument pas discutée. En particulier, WD 1314+293 (HZ 43) est bien connue comme étant une binaire spectroscopique (Finley et al. 1997).

## 4.1 Statistiques de l’échantillon

La figure 4.1 présente les résultats du tableau 4.1 en termes de  $T_{\text{opt}}$  et  $M/M_{\odot}$  pour l’échantillon complet. En fait, seule WD 2246+066 n’apparaît pas sur cette figure puisque la masse de cet objet ne peut être dérivée proprement. WD 2246+066 a une température effective de plus de 140,000 K, et, à cette température, il est difficile d’interpoler correctement dans les grilles de modèles évolutifs. Comme le montre la figure 4.1, la distribution en température de l’échantillon est assez uniforme, couvrant de 7272 K ( $\log T_{\text{eff}}=3.86$ ; WD 0135–052) à 97889 K ( $\log T_{\text{eff}}=4.99$ ; WD 0615+655). On retrouve aussi quelques objets dont la masse est

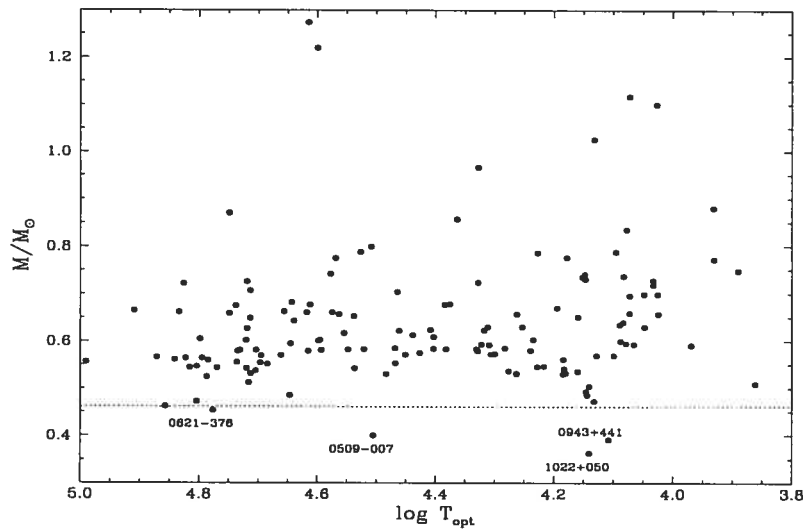


FIGURE 4.1 –  $T_{\text{eff}}$  en fonction de la masse pour l’échantillon complet (sauf WD 2246+066; voir texte). Les étoiles étiquetées et dont la masse est inférieure à  $\sim 0.46 M_{\odot}$  (ligne pointillée) font nécessairement partie d’un système binaire puisqu’elles ne peuvent avoir été formées dans un temps plus petit ou égal à l’âge de la Galaxie.



supérieure à  $1 M_{\odot}$ : WD 0136+251 ( $1.22 M_{\odot}$ ), WD 0231–054 ( $1.02 M_{\odot}$ ), WD 0346–011 ( $1.27 M_{\odot}$ ), WD 1236–495 ( $1.12 M_{\odot}$ ) et WD 2246+223 ( $1.10 M_{\odot}$ ). Les deux plus massives sont d’ailleurs suspectées d’être le résultat d’une fusion de deux naines blanches (voir Bergeron et al. 1991 et Segretain et al. 1997 par exemple). Il sera intéressant de suivre ces objets au cours de l’analyse pour voir si leur origine binaire peut être dévoilée par notre méthode. Quant aux étoiles peu massives, c’est-à-dire de moins de  $\sim 0.46 M_{\odot}$ , on en retrouve quatre dans notre échantillon: WD 0509–007 ( $0.40 M_{\odot}$ ), WD 0621–376 ( $0.45 M_{\odot}$ ), WD 0943+441 ( $0.39 M_{\odot}$ ) et WD 1022+050 ( $0.36 M_{\odot}$ ). Si l’estimé de la masse est correct, alors ces objets doivent nécessairement avoir évolué à l’intérieur d’un système multiple puisque leur temps de formation s’avère plus long que l’âge de la Galaxie. Il sera donc aussi intéressant de suivre ces objets tout au long de l’analyse afin de déterminer si leur nature binaire peut aussi être mise à jour avec la méthode proposée dans le cadre de cette étude.

Par souci de cohérence, nous présentons à la figure 4.2 les gravités de surface déterminées à partir du profil des raies de Balmer en fonction de  $T_{UV}$  et  $T_V$  pour les étoiles dont la température se situe entre 9750 K et 14,500 K. Les lignes presque verticales pointillées délimitent la zone d’instabilité empirique des étoiles DA variables (aussi appelées ZZ Ceti) telle que déterminées par Gianninas et al. (2005). Les deux lignes pointillées délimitant le côté bleu de la zone d’instabilité reflètent le fait que les observations ne permettent pas de contraindre efficacement la position de cette frontière. Malgré tout, à l’intérieur de cette zone restreinte, toutes les étoiles montrent (ou devraient montrer) des variations photométriques. Ces variations photométriques sont liées à des pulsations non-radiales, lesquelles sont dues à la présence d’une zone d’ionisation partielle de l’hydrogène dans l’enveloppe de ces étoiles. Les objets représentés par des cercles ouverts sont les étoiles variables de type ZZ Ceti déjà connues et faisant partie de notre échantillon. Il est donc rassurant de constater qu’en tenant compte des incertitudes, toutes ces étoiles se retrouvent à l’intérieur de la bande d’instabilité. De plus, aucune nouvelle étoile, autre que WD 1022+050 (un système binaire connu), ne se trouve à l’intérieur de cette bande.

Par ailleurs, Bergeron et al. (1992a) et Liebert et al. (2005) notent que, parce que les atmosphères des DA deviennent convectives en deçà de  $\sim 15,000$  K ( $\log T_{\text{eff}}=4.11$ ), la masse des

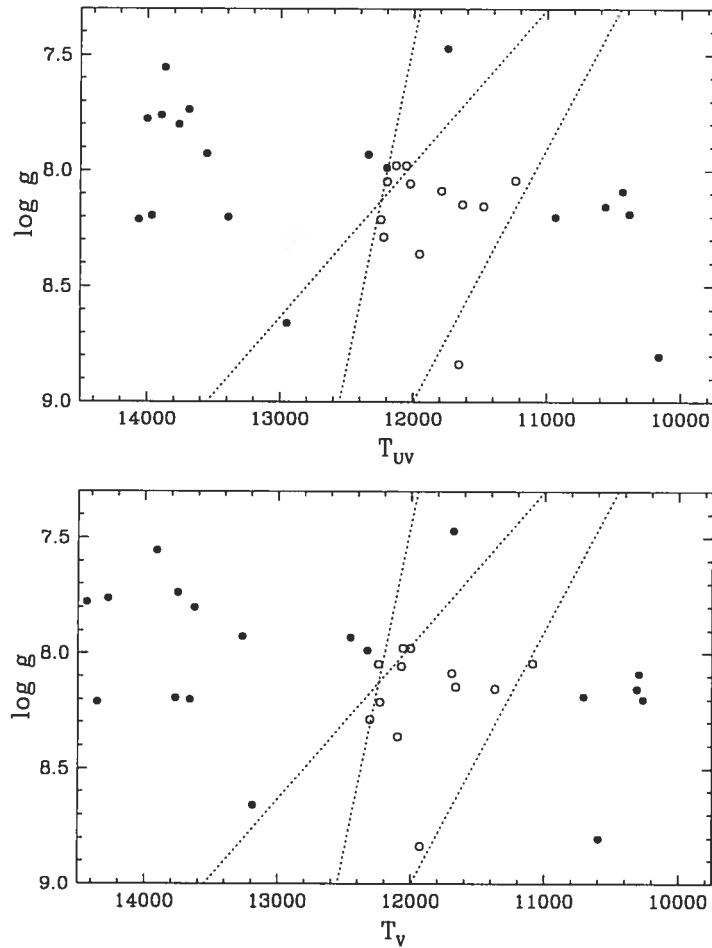


FIGURE 4.2 –  $T_{\text{eff}}$  dans l'UV en fonction de  $\log g$  pour les étoiles proches de la bande d'instabilité des ZZ Ceti. Les lignes presque verticales pointillées délimitent cette zone d'instabilité empirique à l'intérieur de laquelle les étoiles sont photométriquement variables. Les deux lignes du côté bleu reflètent le fait que la position de cette frontière est incertaine. Les étoiles ZZ Ceti connues et faisant partie de notre échantillon sont représentées par les cercles ouverts. Le seul objet n'étant pas une ZZ Ceti et se trouvant à l'intérieur de la bande d'instabilité est WD 1022+050 ( $\sim 11,700$  K et  $\log g = 7.47$ ), un système binaire connu.

objets froids est surestimée. En effet, la convection peut amener une quantité non-négligeable d'hélium à la surface (tout en restant spectroscopiquement indétectable), qui a pour effet d'augmenter la pression atmosphérique. Si la pression augmente, alors les profils des raies deviennent plus larges. Cet élargissement des raies dû à la présence d'hélium est analogue à l'élargissement des raies dû à l'augmentation de la gravité de surface et, incidemment, de la masse inférée. Ainsi, la détermination de la masse spectroscopique des étoiles DA froides de-

meure ambiguë puisqu'il est difficile de différencier les effets de traces d'hélium des effets d'une masse réellement plus élevée. Par contre, au-delà de  $\sim 15,000$  K, les atmosphères deviennent complètement radiatives, et les incertitudes liées à la présence et la quantité d'hélium dans l'atmosphère disparaissent. La figure 4.3 présente donc la distribution de masse des étoiles de notre échantillon avec  $T_{\text{eff}} \geq 13,000$  K. À titre de comparaison, la distribution de masse des étoiles PG de l'échantillon de Liebert et al. (2005) est aussi montrée (pour  $T_{\text{eff}} \geq 13,000$  K seulement). La distribution des 297 étoiles PG est normalisée de telle sorte que les maxima de chacune des distributions coïncident. De cette façon, on peut comparer notre échantillon à un autre plus complet.

La masse moyenne de notre échantillon se situe à  $0.617 M_{\odot}$  avec une dispersion de  $0.143 M_{\odot}$ , tandis que la masse moyenne et la dispersion de l'échantillon PG sont respectivement de  $0.603$  et  $0.134 M_{\odot}$ . La valeur moyenne trouvée ici est typique et semble indiquer que notre échantillon est représentatif de la population de naines blanches dans l'environnement solaire. Toutefois, on note que notre échantillon contient moins d'étoiles de faible masse et plus d'étoiles de masse supérieure à  $0.65 M_{\odot}$  que l'échantillon PG. Cela explique donc pourquoi la

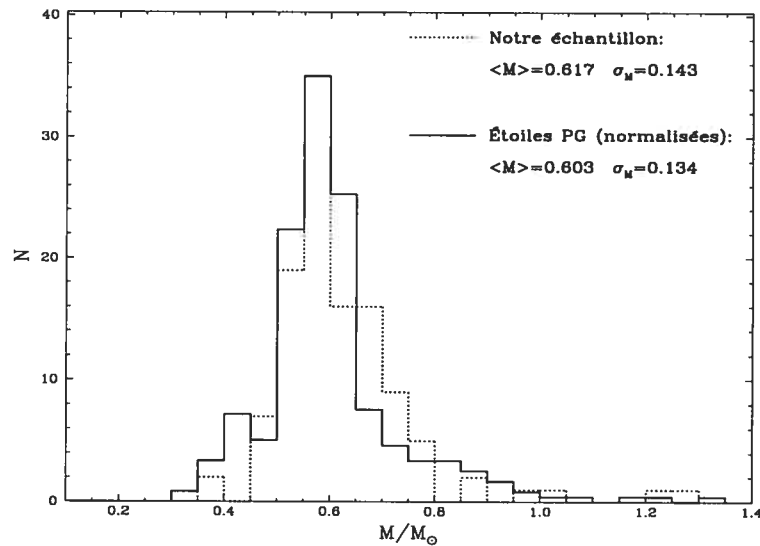


FIGURE 4.3 – Distribution du nombre de naines blanches en fonction de la masse des 121 étoiles de notre échantillon de plus de 13,000 K (ligne pointillée) et des 297 étoiles PG de LBH (ligne pleine) dont  $T_{\text{eff}} \geq 13,000$  K. En deçà de cette température, les masses élevées calculées pour les étoiles sont probablement dues à la présence d'hélium dans l'atmosphère apporté à la surface par convection.

masse moyenne de notre échantillon est légèrement plus élevée que celle de l'échantillon PG.

On peut aussi se demander pourquoi notre échantillon contient si peu de naines blanches de faible masse. En effet, à cause de la relation masse-rayon, les objets peu massifs ont des rayons plus grands, ce qui en fait des objets plus lumineux. Or, l'observation d'objets lumineux par IUE était favorisée. Toutefois, il faut se rappeler que IUE n'est pas un sondage sur un type d'objets en particulier (comme le Palomar Green Survey par exemple; Green et al. 1986) et on ne doit donc pas s'attendre à ce que l'échantillon soit statistiquement complet (tant en volume qu'en magnitude). La raison pour laquelle si peu d'étoiles de faible masse apparaissent dans notre échantillon demeure inconnue.

## 4.2 Comparaison des estimés de température effective

Dans le but de mettre en évidence des objets particuliers, nous présentons dans cette section la comparaison entre les estimés de  $T_{\text{eff}}$  obtenus à partir des spectres visuel et UV

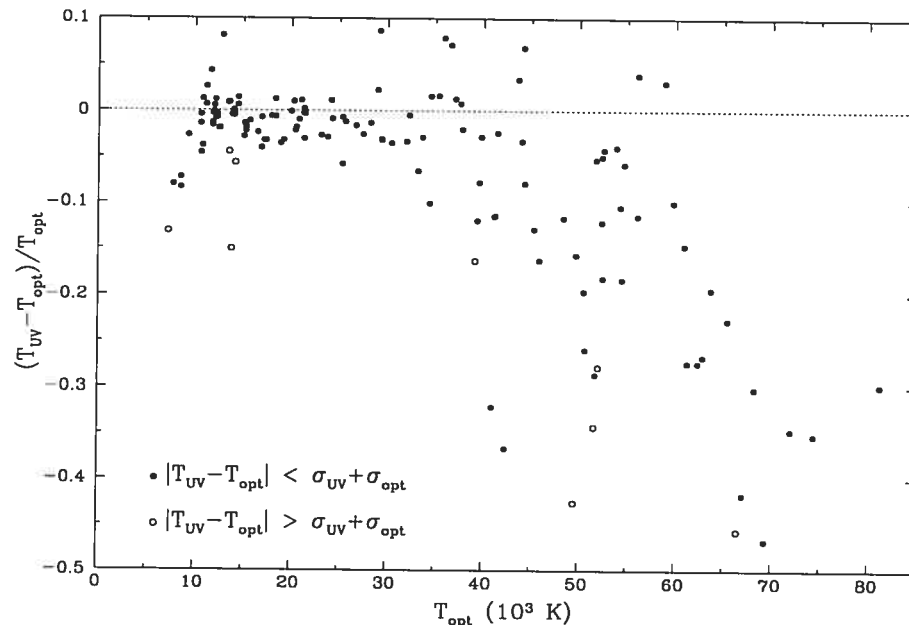


FIGURE 4.4 – Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de  $T_{\text{opt}}$  avec la méthode de la pente. Les cercles pleins distinguent les objets pour lesquels la différence de température est inférieure à la somme des erreurs sur  $T_{\text{UV}}$  et  $T_{\text{opt}}$  de ceux qui présentent des différences de températures plus grandes que la somme des incertitudes (points ouverts).

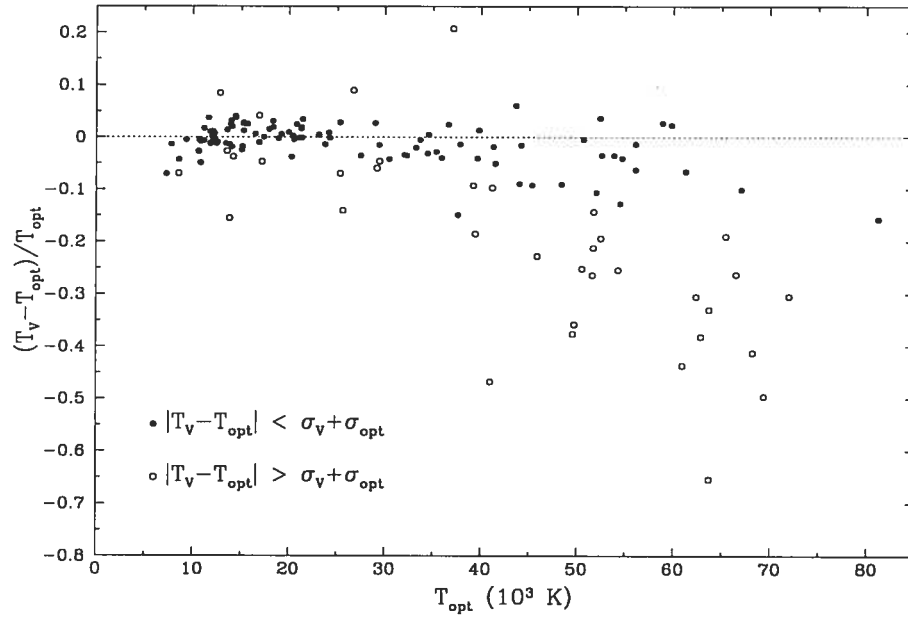


FIGURE 4.5 – Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de  $T_{\text{opt}}$  avec la méthode de normalisation à  $V$ . Les cercles pleins distinguent les objets pour lesquels la différence de température est inférieure à la somme des erreurs sur  $T_V$  et  $T_{\text{opt}}$  de ceux qui présentent des différences de températures plus grandes que la somme des incertitudes (points ouverts).

pour chacune des étoiles de notre échantillon. La comparaison des températures est faite en normalisant les différences  $T_{\text{UV}} - T_{\text{opt}}$  et  $T_V - T_{\text{opt}}$  par  $T_{\text{opt}}$ . En fait, on exprime la différence de températures en pourcentage. Les résultats pour l'échantillon complet sont donc présentés sous cette forme aux figures 4.4 et 4.5 en fonction de  $T_{\text{opt}}$  et aux figures 4.6 et 4.7 en fonction de la distance. Pour des fins de clarté, les barres d'erreur de chacune des étoiles ne sont pas présentées. Nous présentons plutôt chaque objet de la façon suivante: les étoiles dont la différence de températures est plus grande que la somme des incertitudes sont représentées par des cercles ouverts tandis que les cercles pleins représentent les étoiles pour lesquelles les incertitudes suffisent à expliquer la différence de températures. Les figures 4.4 et 4.5 montrent que pour  $T_{\text{eff}} \lesssim 40,000\text{K}$ , l'accord entre les estimés de températures est relativement bon. Au-delà de cette température, les différences augmentent progressivement (dans le sens où  $T_{\text{UV}}$  et  $T_V$  sont plus petites que  $T_{\text{opt}}$ ) et peuvent même atteindre près de 50%! Toutefois, dans le cas de la méthode de la pente, la figure 4.4 montre clairement que les estimés de

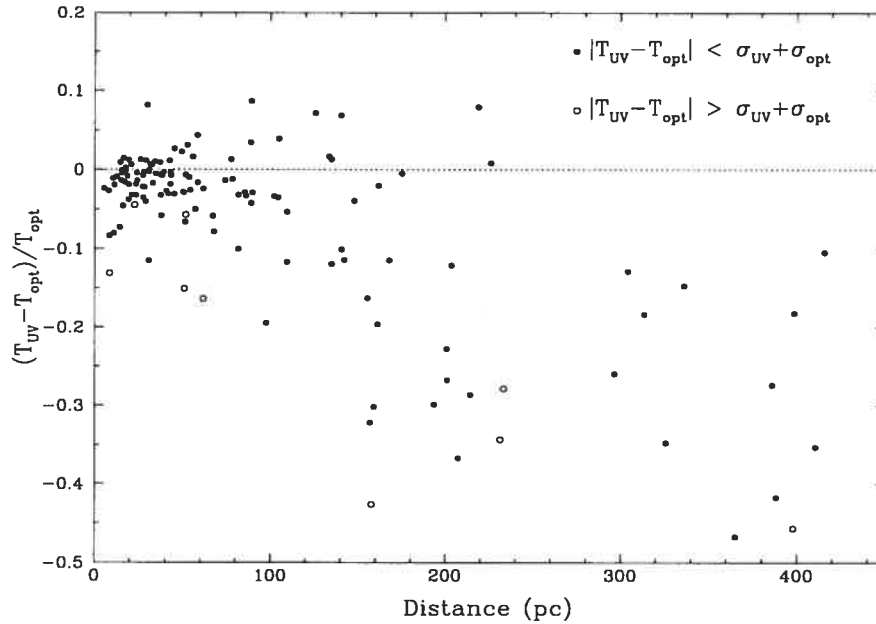


FIGURE 4.6 – Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de la distance avec la méthode de la pente. La distance est obtenue à partir du module de distance (éq. 4.1). Les cercles pleins distinguent les objets pour lesquels la différence de température est inférieure à la somme des erreurs sur  $T_{UV}$  et  $T_{opt}$  de ceux qui présentent des différences de températures plus grandes que la somme des incertitudes (points ouverts).

températures sont compatibles l'un avec l'autre en raison des énormes incertitudes sur  $T_{UV}$ . En fait, seule une poignée d'objets à grande température montrent des écarts de températures plus grands que leurs incertitudes. Par contre, dans le cas de la méthode de normalisation à  $V$ , les incertitudes de la majorité des objets qui montrent des différences de températures ne sont pas assez grandes pour expliquer les écarts de températures. Il semble donc y avoir un ou plusieurs effets systématiques qui tendent à modifier la distribution d'énergie dans l'UV pour les objets chauds et qui fassent que nous sous-estimons  $T_V$  et, dans quelques cas,  $T_{UV}$ . Par ailleurs, on peut aussi illustrer les mêmes différences de températures mais, cette fois-ci, en fonction de la distance des objets. Les résultats présentés aux figures 4.6 et 4.7 mettent en évidence (1) que les écarts de températures augmentent avec la distance et (2) que les écarts observés des objets les plus distants sont compatibles étant données les incertitudes sur  $T_{UV}$  et  $T_V$ . Malgré tout, certains objets assez rapprochés montrent des écarts de températures appréciables et plus grands que leurs incertitudes. Mais, de façon générale, on constate qu'en

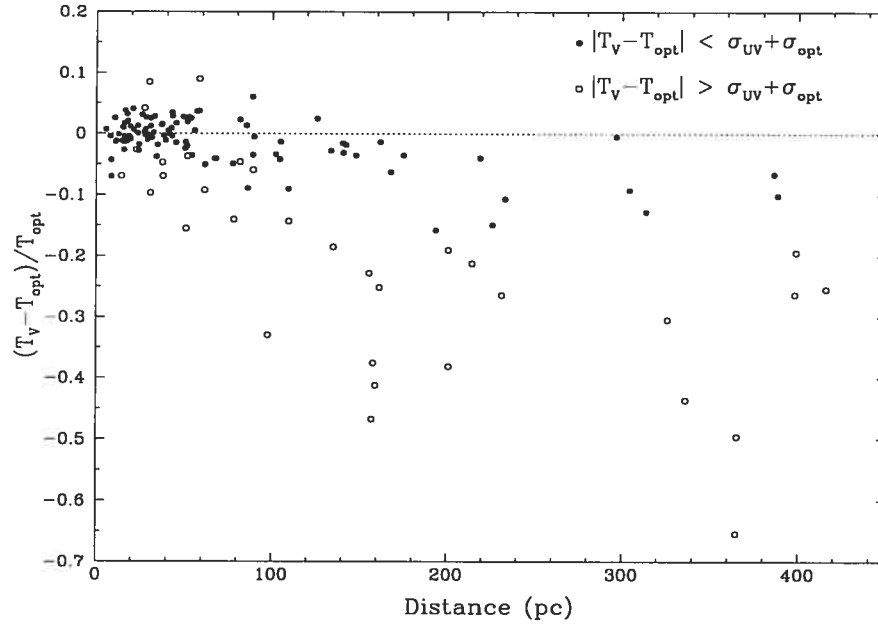


FIGURE 4.7 – Différences de températures en % pour l'échantillon complet en fonction de la distance avec la méthode de normalisation à  $V$ . La distance est obtenue à partir du module de distance (éq. 4.1). Les cercles pleins distinguent les objets pour lesquels la différence de température est inférieure à la somme des erreurs sur  $T_V$  et  $T_{opt}$  de ceux qui présentent des différences de températures plus grandes que la somme des incertitudes (points ouverts).

deçà de  $\sim 80$  pc, les différences de températures sont relativement faibles, alors qu'à grande distances, ces différences augmentent progressivement. Ainsi, encore une fois, il semble donc y avoir un effet systématique qui tend à diminuer les estimés de  $T_{eff}$  dans l'UV avec la distance. Comme les étoiles chaudes (qui sont en général aussi plus loin) et les étoiles distantes montrent à peu près toutes des écarts de température significatifs, on peut naturellement évoquer l'effet du rougissement interstellaire pour expliquer nos résultats. Mais, avant d'étudier les effets du rougissement sur la détermination de  $T_{eff}$  (voir §4.4), nous discutons des différences de températures auxquelles nous devrions nous attendre dans le cas d'un système binaire.

### 4.3 Simulations de systèmes binaires

Dans cette section, nous simulons les différences de températures de différents systèmes binaires de façon à déterminer où, dans des figures semblables aux figures 4.4 et 4.5, on devrait

s'attendre à retrouver ces objets doubles. Pour simuler les différences de températures d'un système binaire, nous construisons un spectre composite auquel deux étoiles de températures effectives et de gravités de surface différentes contribuent. Plus particulièrement, nous additionnons deux spectres synthétiques et les pondérons par leur rayon respectif. La pondération est essentielle puisque la luminosité d'une étoile est proportionnelle au carré de son rayon. Ainsi, une étoile très petite (masse élevée), même si elle est très chaude, contribuera peu au flux total si l'autre étoile a un rayon beaucoup plus grand (masse faible). L'équation 4.3 résume la procédure de pondération utilisée pour additionner les deux spectres synthétiques. Par la suite, nous déterminons les températures effectives et la gravité de surface du spectre composite de la même façon que celles discutées au chapitre 3.

$$H_{\nu}^{\text{total}} = \frac{H_{\nu 1} R_1^2 + H_{\nu 2} R_2^2}{R_1^2 + R_2^2} \quad (4.3)$$

Nous avons donc simulé des spectres composites de systèmes binaires en couvrant un large éventail de températures effectives et de gravités de surface pour chacune des deux étoiles de chaque système. En fait, les températures des deux composantes vont de 7000 à 81,000 K par pas de 2000 K tandis que les gravités de surface vont de 7.0 à 9.0 en termes de  $\log g$ . Les figures 4.8 et 4.9 présentent les différences de températures déterminées respectivement avec la méthode de la pente et la méthode de normalisation à  $V$ . Les différences de températures observées de notre échantillon complet sont aussi superposées à ces simulations. Notons, avant de poursuivre, que pour chaque système binaire simulé, les solutions « chaudes » et « froides » (voir §3.2.1) sont reportées sur les figures 4.8 et 4.9. Par conséquent, certains des points de cette figure pourraient être exclus en raison de la qualité de l'accord avec les spectres synthétiques. Bref, malgré un échantillonnage de 2000 K pour la température effective et de 0.5 dex pour la gravité de surface, nos simulations permettent de définir la région à l'intérieur de laquelle les systèmes binaires devraient se retrouver. En effet, le *meilleur* accord obtenu par la méthode de minimisation du  $\chi^2$  ne donne pas nécessairement un *bon* accord. Sur cette base, on peut affirmer que la majorité des points à basse température et situés à plus de  $\pm 40\%$  sont probablement inacceptables.



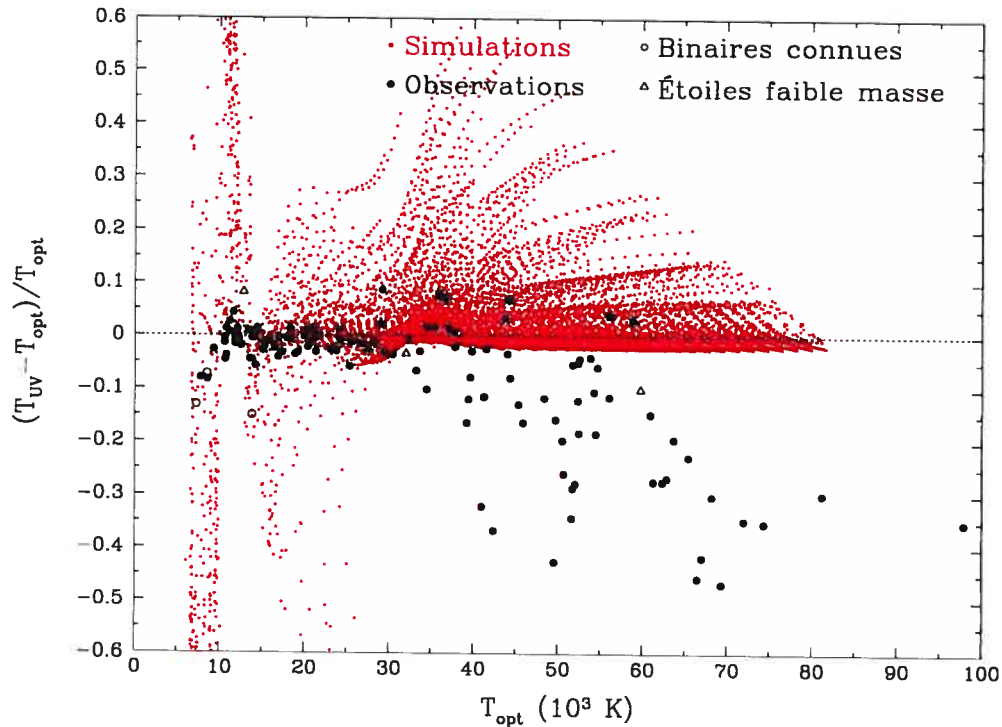


FIGURE 4.8 – Simulations de systèmes binaires. Les points rouges sont les différences de températures obtenues avec la méthode de la pente en combinant et pondérant deux spectres synthétiques de température et gravité de surface arbitraires. Les cercles pleins sont les résultats pour les étoiles de notre échantillon tandis que les cercles ouverts sont les systèmes binaires connus et les triangles ouverts sont les étoiles de faible masse.

Les résultats des figures 4.8 et 4.9 sont révélateurs à plusieurs points de vue. Premièrement, pour plusieurs des combinaisons de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ , les différences de températures simulées sont à l'intérieur de  $\pm 5\%$  d'écart. Certains systèmes binaires montrent même un accord presque parfait entre  $T_{\text{eff}}$  dans l'UV et  $T_{\text{opt}}$ . Les systèmes binaires ainsi simulés ne seraient donc pas détectés avec notre méthode. En fait, ces objets qui ne seraient pas détectés sont ceux dont les paramètres atmosphériques sont très similaires. Par exemple, dans le cas où il y a deux étoiles identiques à 20,000 K et  $\log g=8.0$ , le meilleur accord est un spectre synthétique avec les mêmes paramètres atmosphériques. Il est donc impossible de distinguer les étoiles simples des systèmes binaires composés de deux étoiles très similaires. De plus, lorsque les paramètres atmosphériques des deux étoiles sont très différents, c'est généralement l'étoile la plus chaude et/ou la moins massive qui contribue le plus au flux total. Dans ces cas, les estimés de  $T_{\text{eff}}$

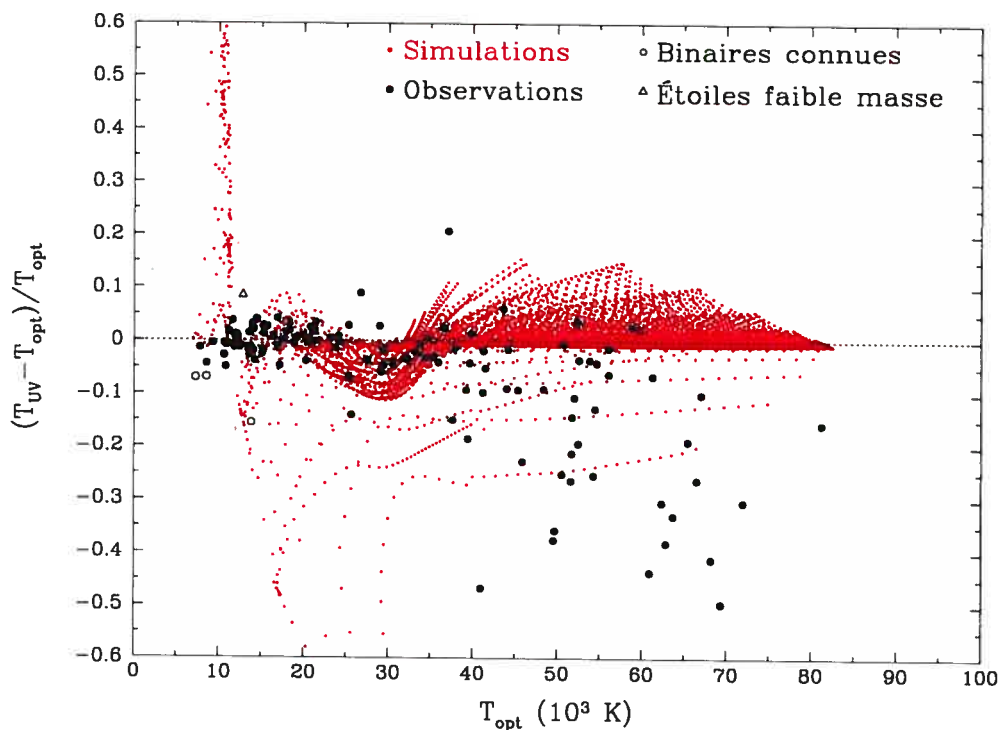


FIGURE 4.9 – Simulations de systèmes binaires. Les points rouges sont les différences de températures obtenues avec la méthode de normalisation à  $V$  en combinant et pondérant deux spectres synthétiques de température et gravité de surface arbitraires. Les cercles pleins sont les résultats pour les étoiles de notre échantillon tandis que les cercles ouverts sont les systèmes binaires connus et les triangles ouverts sont les étoiles de faible masse.

et de  $\log g$  sont très près de ceux de l'étoile dominante et la présence du compagnon est difficilement détectable avec notre méthode.

Deuxièmement, aucune des étoiles chaudes observées de plus de  $\sim 35,000$  K montrant des différences de températures plus grandes que  $\sim 5\%$  ne peut être simulée en tant que système binaire avec la méthode de la pente (fig. 4.8). Selon nos simulations, on devrait plutôt s'attendre à retrouver les systèmes binaires au-dessus des incertitudes de  $\sim -2\%$ , et non au-dessous. Ceci implique donc que la possible nature binaire à elle seule ne peut expliquer les résultats observés. Quant aux simulations avec la méthode de normalisation à  $V$  (fig. 4.9), on remarque qu'elles sont beaucoup moins dispersées que celles de la figure 4.8. En fait, avec cette méthode, on ne devrait pas retrouver de systèmes binaires au-dessus de  $\sim 15\%$ . De plus, la figure 4.9 suggère (1) que des objets chauds (i.e.  $T_{\text{opt}} \gtrsim 35,000$  K) montrant des différences

de températures significatives peuvent être simulés en tant que système binaire et (2) qu'aux alentours de 30,000 K, les systèmes binaires devraient tous être sous les 0%.

Troisièmement, il est tout de même satisfaisant de voir que les systèmes binaires connus puissent être simulés. En effet, WD 0101+048, WD 0135–052 et WD 1022+050, qui sont représentées par les cercles ouverts sur les figures 4.8 et 4.9, sont situées près de nos simulations, appuyant davantage leur statut de système binaire. Le fait que WD 0135–052 et WD 0101+048 ne soient pas parfaitement reproduits par nos simulations est probablement due à l'échantillonnage en température (2000 K) et en gravité de surface (0.5 dex) utilisé pour les simulations. Néanmoins, on peut s'amuser à estimer les paramètres des deux étoiles à partir de nos simulations. Par exemple, pour WD 1022+050 on trouve, avec la méthode de la pente, que deux spectres synthétiques avec  $T_1=11,000$  K et  $\log g_1=7.5$  et  $T_2=13,000$  K et  $\log g_2=8.0$  reproduisent assez bien le résultat de cet objet. On constate par ailleurs que deux objets se trouvent à proximité de ces systèmes binaires connus. Il s'agit de WD 1953–011 et WD 2359–434. Étant donnée leur similitude avec les binaires connues, ces objets pourraient donc potentiellement être des systèmes doubles. Quant aux étoiles de faibles masses (triangles ouverts), seule WD 0943+441 peut être adéquatement simulée, ce qui vient appuyer fortement l'hypothèse que cette étoile est binaire. Toutefois, WD 0509–007 et WD 0621–376, qui sont situées à 32,000 et 60,000 K respectivement, ne peuvent être simulées comme étant composées de deux naines blanches. Leur position dans les figures 4.8 et 4.9 semble donc indiquer des effets autres que la possible nature binaire de ces objets affectent les estimés de  $T_{\text{eff}}$ .

Comme la majeure partie des étoiles montrant des différences de températures substantielles ne peuvent être expliquées en termes de systèmes binaires, nous explorons dans les prochaines sections deux phénomènes susceptibles d'altérer la distribution d'énergie UV et, incidemment, de changer les estimés de  $T_{\text{eff}}$  dans cette région du spectre électromagnétique.

#### 4.4 Rougissement interstellaire

Le rougissement interstellaire est l'atténuation sélective de l'intensité lumineuse causée par le gaz et la poussière situés entre une étoile et l'observateur. La radiation qui traverse ces nuages est soit diffusée dans toutes les directions, soit absorbée par le matériel et ré-émise à

des longueurs d'onde plus grandes. Le degré avec lequel l'intensité de la lumière est atténuée dépend grandement de la longueur d'onde. En fait, on parle de rougissement interstellaire en raison du fait que l'extinction de la lumière est plus grande dans le bleu que le rouge, rendant les étoiles plus rouges qu'elles ne le sont réellement. Cet excès de couleur, noté  $E_{B-V}$ , peut donner des indications sur la quantité de matériel sur la ligne de visée. C'est ainsi qu'à partir d'observations, Seaton (1979) a pu modéliser l'extinction sélective de la lumière en fonction de la longueur d'onde. La courbe de Seaton est décrite par l'équation 4.4 et est montrée à la figure 4.10.

$$\begin{aligned} X(x) &= 1.56 + 1.048x + 1.01 / \left[ (x - 4.60)^2 + 0.280 \right] & (2.70 \leq x \leq 3.65) \\ X(x) &= 2.29 + 0.848x + 1.01 / \left[ (x - 4.60)^2 + 0.280 \right] & (3.65 \leq x \leq 7.14) \\ X(x) &= 16.17 - 3.20x + 0.2975x^2 & (7.14 \leq x \leq 10.0) \end{aligned} \quad (4.4)$$

Cette paramétrisation est limitée aux valeurs de  $x \equiv 1/\lambda$  ( $\mu\text{m}$ ) plus grandes que 2.70; c'est pourquoi des valeurs de la courbe d'extinction pour  $1.00 \leq x \leq 2.70$  (Nandy et al. 1975; Seaton

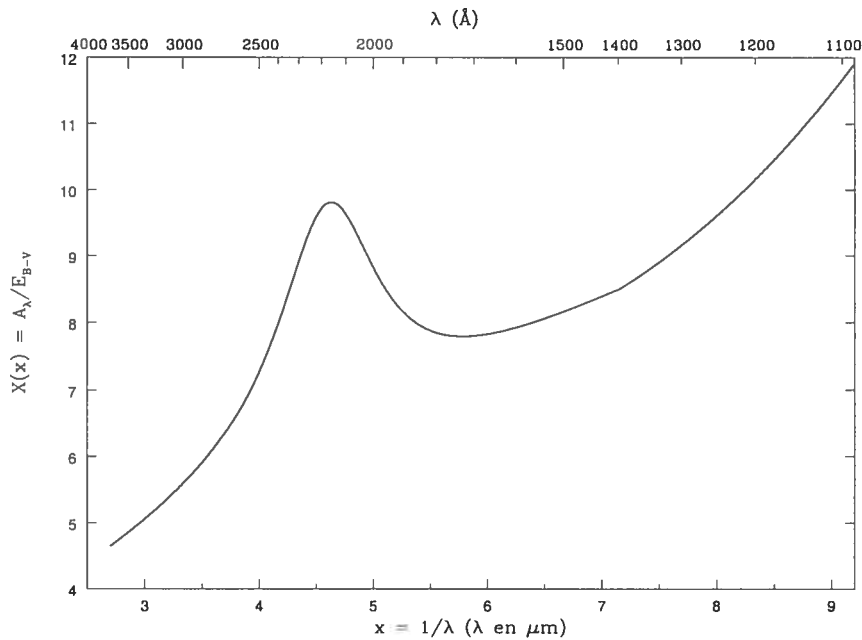


FIGURE 4.10 – Courbe d'extinction sélective dans l'UV selon la paramétrisation de Seaton (1979) (éq. 4.4).

1979) sont présentées au tableau 4.2. On peut facilement interpoler dans ce tableau pour obtenir toutes autres valeurs de  $A_\lambda/E_{B-V}$ . En étudiant la figure 4.10, on peut comprendre comment l'extinction, qui dépend de la longueur d'onde, peut altérer les estimés de températures. En effet, avec suffisamment de rougissement, une grande partie du flux UV est absorbée et diffusée, comparativement au flux dans le visible, rendant la pente dans l'UV moins abrupte. Si la pente est moins abrupte et qu'il y a moins de flux, les estimés de  $T_{UV}$  et  $T_V$  seront plus faibles. C'est donc la raison pour laquelle il est intéressant d'investiguer davantage l'effet du rougissement sur les estimés de  $T_{\text{eff}}$  afin de déterminer si cet effet peut expliquer les différences de températures observées.

TABLEAU 4.2 – Valeurs de  $X(x)=A_\lambda/E_{B-V}$  pour  $1.0 \leq x \leq 2.70$ , tiré de Seaton (1979).

$x \equiv 1/\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$X(x)$	$x \equiv 1/\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$X(x)$
1.0	1.36	1.9	3.36
1.1	1.44	2.0	3.56
1.2	1.84	2.1	3.77
1.3	2.04	2.2	3.96
1.4	2.24	2.3	4.15
1.5	2.44	2.4	4.26
1.6	2.66	2.5	4.40
1.7	2.88	2.6	4.52
1.8	3.14	2.7	4.64

Premièrement, en appliquant la paramétrisation de Seaton (1979), on peut simuler l'effet du rougissement sur la détermination de  $T_{UV}$  et  $T_V$ . Les figures 4.11 et 4.12 montrent les résultats de ces simulations en termes de différences de températures (en %). Pour construire ces courbes, on utilise carrément un spectre synthétique de température effective arbitraire avec  $\log g=8.0$ , on lui applique un rougissement arbitraire et on détermine  $T_{UV}$  et  $T_V$  de la même façon que celles décrites au chapitre 3. En faisant cet exercice pour différentes températures effectives, on remarque que pour une  $T_{\text{opt}}$  donnée, plus l'excès de couleur est grand, plus l'écart en température est grand. On pouvait s'y attendre: c'est surtout  $T_{UV}$  et  $T_V$  qui sont affectées par le rougissement ( $T_{\text{opt}}$  diffère de moins de 50 K par rapport à un modèle sans rougissement) puisque ce dernier est particulièrement efficace aux courtes longueurs d'ondes. De plus, pour un rougissement donné, on constate que l'allure de la courbe est assez surprenante. Pour  $T_{\text{opt}} \gtrsim 35,000$  K, la différence de température croît linéairement avec  $T_{\text{opt}}$  tandis que pour  $T_{\text{opt}} \lesssim 35,000$  K, la différence de température est constante, sauf entre

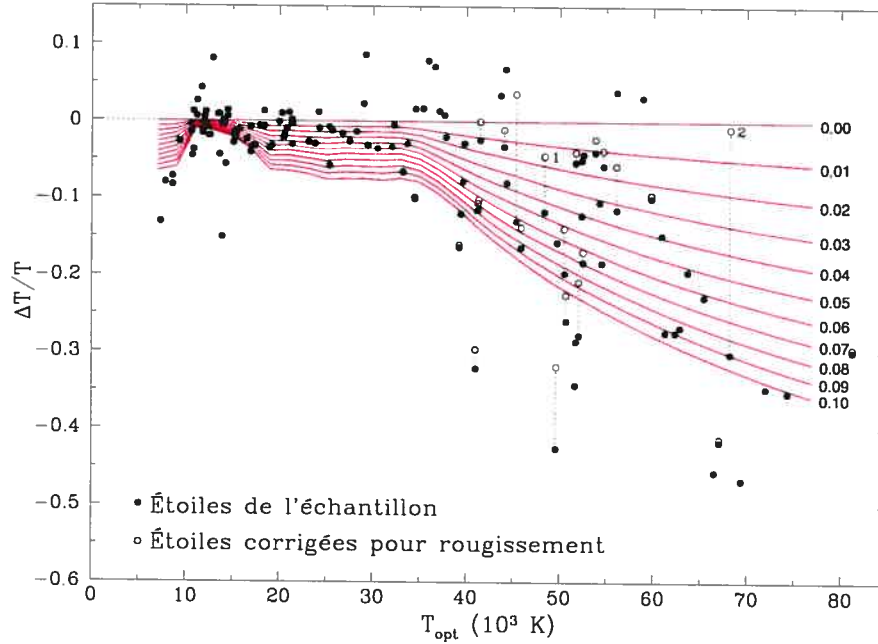


FIGURE 4.11 – Simulations des différences de températures (en rouge) en rougissant un spectre synthétique et en déterminant  $T_{\text{eff}}$  (pour  $\log g=8.0$ ) de la même manière que celle décrite dans le chapitre 3. Seule la méthode de la pente est utilisée dans ce cas-ci. Les valeurs de  $E_{B-V}$  sont indiquées à la droite tandis que les points noirs sont les résultats pour notre échantillon. Les points ouverts sont les différences de températures après avoir corrigé pour le rougissement (voir le tableau 4.3). Les objets étiquetés par les chiffres 1 et 2 sont respectivement WD 0004+330 et WD 0939+262.

10,000 et 20,000 K, où les différences de températures diminuent considérablement. Dans cet intervalle de températures, le maximum d'intensité de la distribution d'énergie est aux alentours de 2000 Å, soit très près du saut à 2200 Å observé sur la figure 4.10. Ceci doit donc avoir un effet sur la détermination de  $T_{\text{eff}}$ . On constate néanmoins que le rougissement produit le même effet que celui observé sur les figures 4.4 à 4.7, c'est-à-dire qu'il augmente les différences de températures avec  $T_{\text{opt}}$ . Notons par ailleurs que la méthode de normalisation à  $V$  est beaucoup plus sensible au rougissement que la méthode de la pente. En effet, là où la méthode de la pente (figure 4.11) prédit un excès de couleur de 0.02, la méthode de normalisation à  $V$  (figure 4.12) prédit un excès de couleur de moins d'environ 0.075.

Deuxièmement, les points noirs sur les figures 4.11 et 4.12 représentent les différences de températures pour les étoiles de notre échantillon. Plusieurs de ces étoiles (surtout celles à hautes températures) se trouvent à des endroits facilement explicables par le rougissement

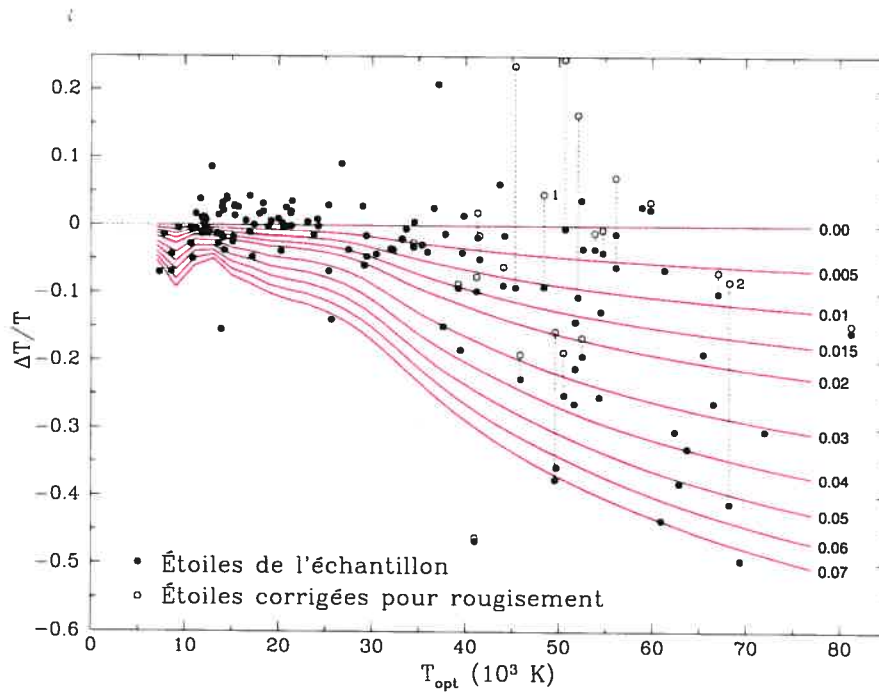


FIGURE 4.12 – Même chose que la figure 4.11 sauf qu'ici, on utilise la normalisation à  $V$  pour déterminer évaluer  $T_{\text{eff}}$ . Les points noirs proviennent aussi de la normalisation à  $V$ . Les objets étiquetés par les chiffres 1 et 2 sont respectivement WD 0004+330 et WD 0939+262.

interstellaire. On peut alors se demander si ces étoiles sont connues pour être dans une ligne de visée relativement obscurcie. Si c'est le cas, on pourra corriger les estimés de températures en fonction de la quantité de gaz mesurée. Mais, pour y arriver, il faut tout d'abord savoir que l'extinction dépend bien évidemment de la quantité de gaz et de poussières se trouvant sur la ligne de visée d'une étoile particulière. Au lieu de mesurer la densité et l'épaisseur de chacun des nuages sur cette ligne de visée, on utilise plutôt la densité de colonne ( $N(X)$  en  $\text{cm}^{-2}$ ) d'un élément  $X$ . On peut illustrer la densité de colonne comme étant le nombre de particules distribuées dans un tube de  $1 \text{ cm}^2$  et s'étirant sur toute la distance entre l'observateur et l'étoile. C'est une mesure de la quantité totale de matériel sur la ligne de visée, peu importe si le gaz et la poussière sont concentrés en un seul nuage ou distribués sur toute la distance à l'étoile. De plus, tel que discuté plus haut, l'excès de couleur  $E_{B-V}$  est intimement lié à la densité de colonne: plus cette dernière est grande, plus l'excès de couleur est grand. Spitzer (1978) a établi une relation linéaire assez simple entre ces deux paramètres à partir d'observations d'étoiles dont la distance est connue (voir sa figure 1.1). En considérant la

contribution des différents ions et molécules de l'atome d'hydrogène (H I, H II et H<sub>2</sub>), Spitzer obtient:

$$N(\text{H}) \approx 5.9 \times 10^{21} \cdot E_{B-V} \quad [\text{mag}^{-1} \text{cm}^{-2}] \quad (4.5)$$

De façon cohérente, la même relation est obtenue pour les densités de colonne  $N(\text{H})$  et  $N(\text{H I})$  lorsque l'on utilise l'absorption des rayons-X ou l'émission à 21 cm du H I dans la ligne de visée des amas globulaires (Spitzer 1978).

Le tableau 4.3 présente les objets de notre échantillon pour lesquels des mesures de densités de colonnes sont connues. Les valeurs dérivées de  $E_{B-V}$  (à partir de l'équation 4.5) y sont aussi reportées. La dernière colonne du tableau 4.3 donne les références à partir desquelles les densités de colonne sont prises. Ces valeurs sont généralement obtenues en ajustant des spectres synthétiques aux observations et en ne laissant que la densité de colonne comme paramètre libre. Leur précision dépend surtout des estimés de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  adoptés et de

TABLEAU 4.3 – Densités de colonnes mesurées et excès de couleur  $E_{B-V}$  dérivés pour quelques étoiles de notre échantillon.

WD	$N(\text{H I})/10^{17} \text{ cm}^{-2}$	$E_{B-V}$	Réf.
0004+330	824.1	0.0139	1
0037+312	3162.0	0.0536	2
0131-163	220.0	0.0037	3
0320-539	74.1	0.0013	2
0346-011	199.5	0.0034	2
0548+000	425.6	0.0072	2
0549+158	6.4	0.0001	1
0621-376	50.0	0.0008	3
0824+288	630.9	0.0107	2
0939+262	2500.0	0.0420	5
1010+064	1778.3	0.0301	2
1056+516	160.0	0.0027	3
1057+719	275.0	0.0046	5
1123+189	119.1	0.0020	1
1234+481	130.0	0.0022	3
1403-077	1122.0	0.0190	2
1631+781	278.6	0.0047	1
1657+343	229.0	0.0039	2
1725+586	659.0	0.0112	6
1738+669	50.0	0.0008	5
2111+498	65.0	0.0011	3
2153-419	214.0	0.0036	6
2309+105	179.9	0.0030	1
2357+296	1412.5	0.0239	2

RÉFÉRENCES: (1) Wolff et al. (1999); (2) Wolff et al. (1996); (3) Wolff et al. (1998); (4) Good et al. (2004); (5) Bannister et al. (2003); (6) Marsh et al. (1997)



l'hypothèse d'une atmosphère pure en hydrogène. En effet, il semble que l'inclusion de métaux dans l'atmosphère de ces étoiles altère la distribution d'énergie UV de telle sorte que l'estimé de  $N(\text{H I})$  est moindre (voir Wolff et al. 1998). Les valeurs données au tableau 4.3 sont donc des limites supérieures au rougisement et doivent être considérées comme approximatives. Elles peuvent néanmoins nous éclairer sur la nature des différences de températures observées. Les objets du tableau 4.3 apparaissent aussi sur les figures 4.11 et 4.12 sous la forme de cercles ouverts. Les différences de températures de ces objets ont été corrigées conformément aux valeurs de  $E_{B-V}$  du tableau 4.3. Les lignes verticales pointillées relient les valeurs non-corrigées aux valeurs corrigées pour le rougisement et illustrent bien l'effet de ce dernier. Dans la majorité des cas, les densités de colonne trouvées dans la littérature permettent de diminuer considérablement les différences de températures effectives. Le meilleur exemple est probablement WD 0939+262 (étiquetée par le chiffre 2 sur les figures 4.11 et 4.12). Les différences de températures de cette étoile, qui sont de l'ordre de 30%, se retrouvent à moins de 10% lorsqu'on applique le rougisement donné au tableau 4.3. Toutefois, la position de WD 0939+262 sur la figure 4.11 suggère un rougisement environ deux fois plus grand que celui mesuré. De plus, en appliquant le rougisement suggéré par la figure 4.11 à WD 0939+262, cette dernière se déplace loin au-dessus de 0%. En fait, les courbes de la figure 4.11 ne sont pas de bons repères puisque l'on peut facilement réconcilier les estimés de température simplement en invoquant l'incertitude sur la méthode de détermination de  $T_{UV}$ . Par contre, les courbes de la figure 4.12 suggèrent des rouissements beaucoup plus fiables en raison de la faible incertitude liée à cette méthode de détermination de  $T_V$ . En effet, la position de WD 0939+262 (et aussi celle de WD 0004+330 par exemple: étiquette 1 sur les figures 4.11 et 4.12) concorde beaucoup mieux avec l'excès de couleur reporté au tableau 4.3. De plus, lorsqu'on applique le rougisement suggéré par les courbes de la figure 4.12 aux étoiles de cette même figure, les différences de températures sont grandement diminuées. Ainsi, les valeurs de  $E_{B-V}$  de la figure 4.12 sont plus réalistes et permettent de mieux estimer le rougisement nécessaire pour diminuer les différences de températures.

En somme, si des étoiles de notre échantillon ne souffraient que de rougisement, les courbes de la figure 4.12 pourraient nous indiquer les excès de couleur nécessaires pour ramener les

étoiles à l'intérieur des incertitudes. En général, il semble que les densités de colonnes mesurées sont suffisantes pour que les écarts de températures soient grandement diminués. Toutefois, dans les cas où les lignes de visée semblent très peu obscurcies, il semble qu'un autre effet physique soit à l'origine des différences de températures observées.

## 4.5 Présence de métaux dans les atmosphères

La classification des types spectraux des naines blanches est faite à partir de leur spectre visuel. Comme nous l'avons vu, le spectre visuel des étoiles DA ne montre que des raies d'hydrogène. Toutefois, lorsqu'on compare ces spectres observés à des modèles purs en hydrogène, la plupart des étoiles DA plus chaudes que  $\sim 50,000$  K montrent un déficit en flux dans l'UV, l'UV extrême et les rayons-X. Dans le cas des étoiles plus froides que  $\sim 40,000$  K, elles sont bien représentées par ces mêmes modèles d'hydrogène pur, et ce, à toutes les longueurs d'onde (Wolff et al. 1998; Barstow et al. 1998). Il semble donc y avoir une ou plusieurs sources d'opacités additionnelles dans l'atmosphère des DA les plus chaudes. En fait, lorsque l'on étudie le spectre UV de ces étoiles, des raies métalliques apparaissent: typiquement, on y retrouve des traces de C, N, O, Si, S, P, Fe et Ni. De façon générale, il semble que les atmosphères des étoiles DA plus chaudes que  $50,000$  K possèdent toutes des traces d'éléments lourds (Barstow et al. 2003b) et que ces derniers affectent considérablement la structure en température et la distribution spectrale d'énergie. En effet, s'il y a un déficit de flux dans l'UV lointain ou les rayons-X, il faut que ce flux soit émis dans une autre région du spectre, à des longueurs d'onde plus grandes. On peut donc s'attendre à ce que les distributions d'énergie dans l'UV et le visible soient altérées par la présence de métaux dans l'atmosphère. Incidemment, on peut aussi s'attendre à ce que les estimés de  $T_{\text{eff}}$  soient aussi affectés.

Quant à l'origine des métaux dans l'atmosphère de ces étoiles, elle peut être difficile à établir. En effet, la gravité de surface des naines blanches est telle que les éléments les plus lourds devraient couler très rapidement comparativement au temps de vie de ces étoiles. Mais, comme ces éléments sont observés, il doit donc y avoir un mécanisme capable de supporter les éléments lourds dans l'atmosphères des DA chaudes. Le mécanisme le plus susceptible d'y arriver est la pression de radiation. En effet, si l'impulsion des photons est suffisante, elle peut

ralentir considérablement la diffusion gravitationnelle des éléments lourds et permettre à ces derniers de contribuer significativement à la structure thermodynamique de l'atmosphère. Le mécanisme de lévitation radiative permet aussi d'expliquer pourquoi presque aucune étoile en deçà de 40,000 K ne montre de traces de métaux. La raison est simplement que sous les 40,000 K, la pression de radiation est insuffisante pour contrer l'incroyable force gravitationnelle. Ainsi, les éléments lourds coulent au fond de l'atmosphère tandis que seuls les éléments les plus légers subsistent à la surface.

Il est donc intéressant de vérifier si la présence d'éléments lourds dans l'atmosphère des étoiles DA peut affecter les estimés de  $T_{\text{eff}}$ . Pour y arriver, nous utilisons le code de modèles d'atmosphère TLUSTY.

#### 4.5.1 TLUSTY

TLUSTY est un code numérique permettant de calculer des modèles d'atmosphère dans l'approximation des plans parallèles, de compositions horizontalement homogènes et stratifiées et en équilibres radiatif et hydrostatique (voir Hubeny 1988 et Hubeny & Lanz 1995 et les références incluses pour une description plus complète). Ces modèles peuvent être calculés dans l'approximation ETL ou dans des conditions hors-ETL. Ce code, ainsi que toutes les données atomiques nécessaires (forces d'oscillateur, sections efficaces de photoionisation et énergies des niveaux et super-niveaux), sont disponibles sur le site web de TLUSTY<sup>1</sup>. Un des avantages de TLUSTY est qu'il est relativement facile (mis à part quelques trucs numériques essentiels à la convergence; voir plus bas) d'inclure différents éléments chimiques dans le calcul de la structure thermodynamique.

#### 4.5.2 Modèles d'atmosphère avec métaux

Généralement, pour obtenir un modèle hors-ETL dont la température, la densité électronique et les populations sont convergées, il est nécessaire de passer par quelques étapes intermédiaires. Premièrement, on calcule un modèle ETL gris qui n'inclut pas l'opacité des raies. En fait, c'est une étape essentielle puisque TLUSTY requiert un modèle de départ le plus simple

---

<sup>1</sup><http://tlusty.gsfc.nasa.gov/>

possible. Deuxièmement, on calcule un modèle hors-ETL sans l'opacité des raies et, finalement, un modèle complet hors-ETL incluant l'opacité des raies. Notons que d'autres « recettes » peuvent être nécessaires pour calculer d'autres modèles: dans notre cas, la recette décrite ci-haut s'est avérée efficace. Nous avons donc calculé différents modèles d'atmosphère en considérant la présence de métaux. Les abondances utilisées sont celles de G191–B2B (WD 0501+527) et sont reportées au tableau 4.4. G191–B2B est le prototype des étoiles DA chaudes ( $\sim 60,000$  K) avec des traces de métaux. Étant brillante, elle a été étudiée à fond et des mesures spectrophotométriques complètes ont permis d'approfondir nos connaissances à son sujet. En fait, il semble que les abondances observées de G191–B2B soient typiques des abondances des autres étoiles DA chaudes (Barstow et al. 2003b). Il est donc possible d'avoir une bonne idée de l'influence des métaux sur la détermination de  $T_{\text{eff}}$  pour la majorité des étoiles DA chaudes en supposant les abondances de G191–B2B.

Le problème le plus embêtant lorsqu'on calcule des modèles d'atmosphère concerne l'inclusion des différents ions des divers métaux ajoutés. Formellement, on inclut tous les ions d'un même atome dans ces modèles. Pratiquement, il en est autrement, puisque la population de certains de ces ions, selon la température et la gravité de surface, peut être très faible comparativement aux autres ions. Ces faibles populations peuvent conduire à un bruit numérique qui, en se propageant, nuit à la convergence de la température, de la densité électronique et des populations. Par exemple, à  $T_{\text{eff}}=54,000$  K et  $\log g=7.5$ , les ions C III, N III et O III sont pratiquement absents dans toute l'atmosphère et peuvent être exclus, alors qu'à  $T_{\text{eff}}=40,000$  K, ces trois mêmes ions ne sont pas négligeables. Il faut donc s'assurer que, pour chacun des modèles calculés, l'inclusion ou l'exclusion des différents ions d'un éléments soit justifiée. En

TABLEAU 4.4 – Abondances de métaux typiques de G191–B2B utilisées pour calculer le modèle d'atmosphère.

Élément	Abondances ( $N_{\text{elem}}/H$ )
He	$1.0 \times 10^{-5}$
C	$4.0 \times 10^{-7}$
N	$1.6 \times 10^{-7}$
O	$9.6 \times 10^{-7}$
Si	$3.0 \times 10^{-7}$
Fe	$6.0 \times 10^{-5}$
Ni	$5.0 \times 10^{-7}$

rétrospective, nous avons inclus les ions suivants dans nos modèles d'atmosphère: H I et H II, He I à He III, C III à C V, N III à N VI, O III à O VI et Si III à Si V. Malheureusement, comme le traitement des ions Fe et Ni est beaucoup plus compliqué que celui des autres éléments, il nous a été impossible de les inclure dans nos modèles. Toutefois, les modèles calculés (i.e. contenant H, He, C, N, O et Si) se sont avérés pratiquement identiques à ceux contenant seulement de l'hydrogène. De plus, les spectres synthétiques de ces mêmes modèles sont eux aussi pratiquement inchangés (à quelques centaines de K près seulement). Il est surprenant que les températures effectives ne soient pas plus affectées lorsque des métaux sont inclus, malgré ce à quoi on aurait pu s'attendre. Ces résultats, nous forcent donc à conclure que soit les métaux n'ont pas d'effet sur les spectres synthétiques, soit les ions Fe et Ni jouent un rôle important sur la détermination de la structure thermodynamique des atmosphères.

En fait, il s'avère que ces deux ions, qui sont, soit dit en passant, observés dans les spectres UV de G191–B2B, sont des sources d'opacités très importantes dans l'UV lointain (Hubeny & Lanz 1995; Lanz et al. 1996; Wolff et al. 1998; Barstow et al. 1998). En fait, l'opacité de ces deux éléments domine sur celle de tous les autres éléments lourds du tableau 4.4 et est surtout effective dans l'UV, l'UV lointain et les rayon-X. Encore une fois, si le flux est bloqué aux courtes longueurs d'ondes, il doit être redistribué à des longueurs d'onde plus grandes (comme dans l'UV et l'optique), modifiant ainsi la structure en température et le profil des raies de Balmer. La figure 4.13 présente donc la structure en température d'un modèle d'atmosphère à 54,000 K et  $\log g=7.5$  contenant tous les éléments du tableau 4.4 (avec les ions Fe IV, Fe V, Fe VI, Fe VII, Ni IV, Ni V, Ni VI et Ni VII). Le spectre synthétique correspondant est quant à lui présenté à la figure 4.14 (I. Hubeny; communication privée). Nous présentons aussi sur ces mêmes figures la structure en température et le spectre synthétique d'un modèle pur en hydrogène aux mêmes  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ .

En déterminant la température effective de ce spectre synthétique de la même manière que celles décrites au chapitre 3, nous constatons que la présence des métaux dans l'atmosphère des naines blanches chaudes change considérablement les estimés de température. En effet, en incluant les métaux,  $T_{\text{opt}}$  augmente d'environ 3000 K tandis que  $T_{\text{UV}}$  et  $T_V$  augmentent d'environ 6500 K lorsqu'on les étudie avec des modèles purs en hydrogène. Ainsi, il semble que

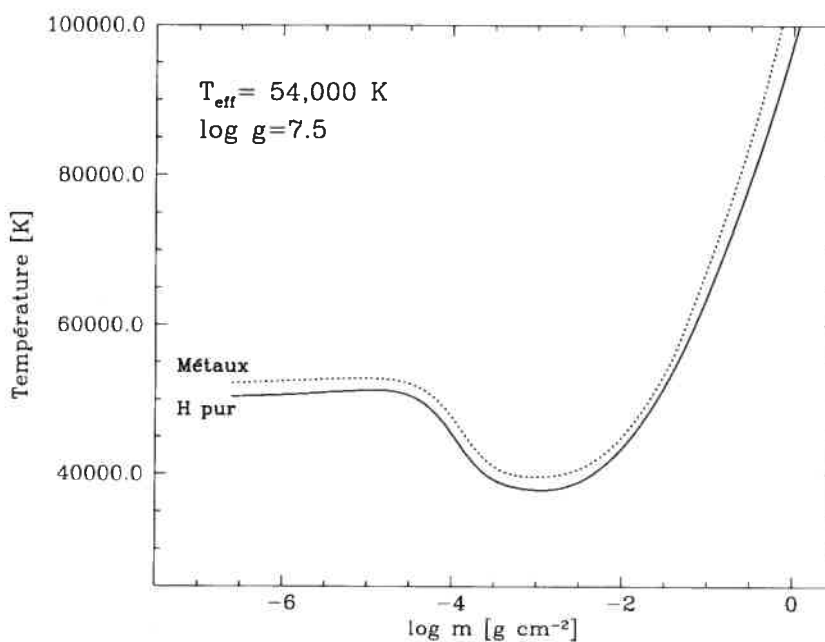


FIGURE 4.13 – Structure en température pour notre modèle hors-ETL calculé avec TLUSTY comprenant H, He, C, N, O, Si, Fe et Ni à 54,000 K et  $\log g = 7.5$  (trait pointillé). Le trait plein est un modèle pur en hydrogène aux mêmes température et gravité de surface.

la présence de métaux dans l’atmosphère des naines blanches chaudes (1) augmente les estimés de  $T_{\text{eff}}$  dans l’UV et le visible et (2) ne puisse expliquer les écarts de températures observés pour les étoiles chaudes de notre échantillon. En effet, les résultats pour notre échantillon montrent que les estimés de  $T_{\text{UV}}$  et  $T_{\text{V}}$  des étoiles de plus de  $\sim 40,000$  K sont inférieurs à  $T_{\text{opt}}$  tandis que l’ajout des métaux tend à surestimer  $T_{\text{UV}}$  et  $T_{\text{V}}$  par rapport à  $T_{\text{opt}}$ . En d’autres mots, si on utilisait des grilles de spectres synthétiques riches en métaux, les différences de températures seraient encore plus grandes!

Pour fins de comparaisons, mentionnons que Barstow et al. (2003b) et Lanz & Hubeny (1995) ont aussi étudié l’effet des métaux (Fe et Ni entre autres) sur la détermination des températures et arrivent aux mêmes conclusions que nous. Les premiers auteurs utilisent le profil des raies de Balmer dans le visible pour contraindre  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ . À partir de leurs résultats, ils concluent que, pour les étoiles de plus de 50,000 K, la présence de métaux avec les abondances typiques de G191–B2B abaisse la température de 4000 à 7000 K par rapport

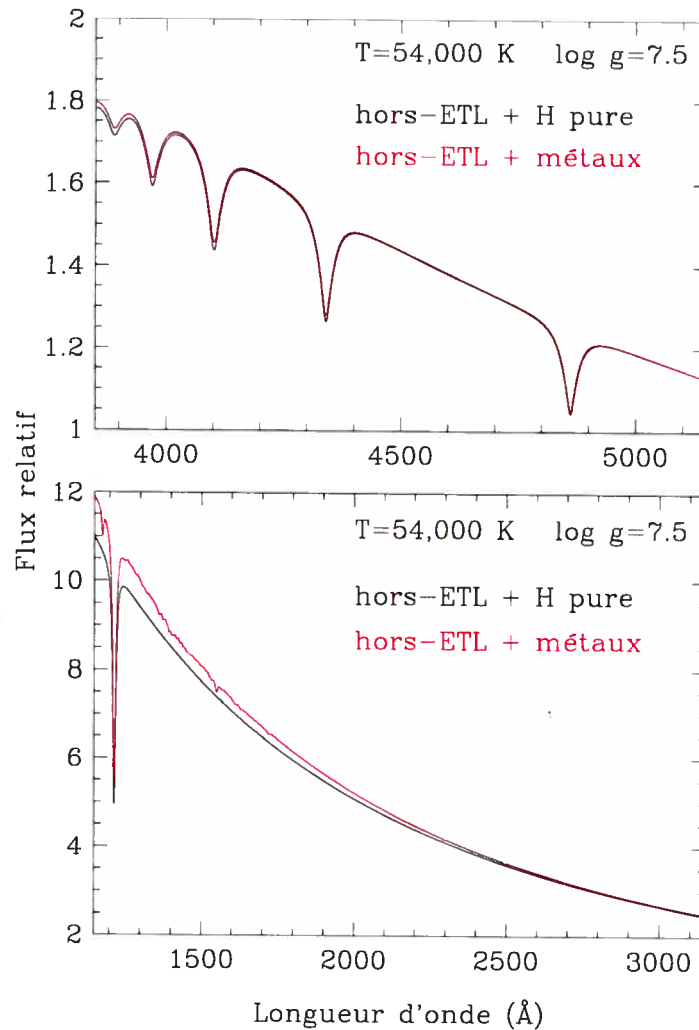


FIGURE 4.14 – Spectres synthétiques avec H, He, C, N, O, Si, Fe et Ni à 54,000 K et  $\log g = 7.5$  (trait rouge). Le spectre en noir est un modèle pur en hydrogène à la même température et gravité de surface. Notez que les deux spectres synthétiques sont normalisés à 5500 Å et convolués à 6 Å.

à un modèle pur en hydrogène. Quant à Lanz & Hubeny (1995), ils concluent que le flux UV (entre 1000 et 1400 Å) augmente systématiquement avec la métallicité et que la température d'un modèle pur en hydrogène doit être augmenté d'environ 7000 K (si les abondances de C et Fe valent  $10^{-4}$  par rapport à H) pour que les deux spectres concordent. Quant aux raies de Balmer, ces mêmes auteurs concluent qu'un modèle pur en hydrogène plus chaud d'environ 5000 K permet de bien représenter les raies du modèle riche en métaux.

D'autre part, on peut estimer les effets des métaux sur les estimés de  $T_{\text{eff}}$  en identifiant

les étoiles de notre échantillon connues pour posséder des métaux dans leur atmosphère et en comparant les estimés de  $T_{\text{eff}}$  de ces objets. Cette approche peut nous indiquer si le fait d'avoir des métaux dans l'atmosphère change ou non les différences de températures effectives. On peut classer les DA riches en métaux en deux classes (Barstow et al. 1998): (1) celles dont les abondances sont similaires à G191–B2B et (2) celles dont les abondances sont 0455–282, WD 0621–376 et, naturellement, G191–B2B. Dans le cas de WD 0232+035, la présence d'un compagnon de la séquence principale rend incertains les trois estimés de températures et ne permet pas d'estimer l'effet des métaux sur  $T_{\text{eff}}$ . Quant aux trois autres objets, les différences de températures ne dépassent pas 4%, tant pour  $T_{\text{UV}}$  que pour  $T_V$ . Seule la différence entre  $T_{\text{UV}}$  et  $T_{\text{opt}}$  pour WD 0621–376 est supérieure à 4%. Toutefois, dans tous les cas, les erreurs sur  $T_{\text{UV}}$  sont énormes et permettent aux estimés de températures de concorder les uns avec les autres. Quant au deuxième groupe d'étoiles riches en métaux, on retrouve WD 1123+189, WD 1234+481 et WD 2309+105. Encore une fois, tous les estimés de  $T_{\text{UV}}$  et de  $T_{\text{opt}}$  sont cohérents étant données les incertitudes sur  $T_{\text{UV}}$ . Quant à  $T_V$ , seul l'estimé pour WD 1123+189 est significativement différent de  $T_{\text{opt}}$ , différence que l'on peut probablement associer à la ligne de visée partiellement rougie (voir le tableau 4.3). Ainsi, à partir de l'analyse des objets riches en métaux de notre échantillon, il est difficile d'établir le rôle de ces derniers dans l'explication des différences de températures observées.

En somme, bien que la présence de métaux dans l'atmosphère des naines blanches puisse changer l'estimé de  $T_{\text{eff}}$  de quelques milliers de degrés, il semble que cet effet ne puisse expliquer les écarts de températures observés. En fait, l'analyse d'un spectre synthétique riche en métaux montre que la présence de métaux dans l'atmosphère des étoiles DA chaudes ne fait qu'augmenter davantage les écarts de températures entre l'UV et le visible. Ce résultat suggère donc que la majorité des étoiles montrant des écarts de températures souffrent de rougissement interstellaire; la nature des étoiles ne souffrant que de très peu de rougissement est discutée dans le prochain chapitre.



## *Chapitre 5*

# Objets particuliers

Ayant démontré le rôle prépondérant du rougissement interstellaire dans l'explication des écarts de températures observés, il peut être intéressant de s'attarder aux objets les plus rapprochés, c'est-à-dire les objets qui, à priori, subissent très peu de rougissement. Comme le Soleil est situé dans une région à peu près sphérique de la Galaxie à l'intérieur de laquelle la densité de gaz neutre est très faible, on peut restreindre notre analyse aux objets qui y sont situés. Les dimensions de cette bulle locale varient entre 65 et 150 pc, selon la ligne de visée (Lallement et al. 2003). Au-delà de ces distances, un « mur » de gaz froid et dense, dont la densité de colonne du H I est estimée à  $\sim 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ , est observé. Ces observations sont appuyées, entre autres, par le fait que les étoiles situées à moins de 50 pc ne souffrent que de très peu de rougissement (Lallement et al. 2003). Étant données les dimensions approximatives de la bulle locale, nous limitons donc notre analyse aux naines blanches situées à 75 pc ou moins. Les résultats sont présentés à la figure 5.1 et les objets montrant des différences de températures plus grandes que la somme de leurs incertitudes y sont étiquetés par leur numéro WD. Ces objets particuliers sont discutés dans ce qui suit.

### **WD 0101+048, WD 0135-052 et WD 1022+050**

WD 0101+048 (G2-17) est connue pour sa nature binaire (voir Maxted et al. 2000a; Bergeron et al. 2001) et montre des variations de vitesses radiales significatives. Toutefois, la période de ce système est incertaine: 1.2 ou 6.4 jours. Notre approche montre que  $T_{UV}$  et

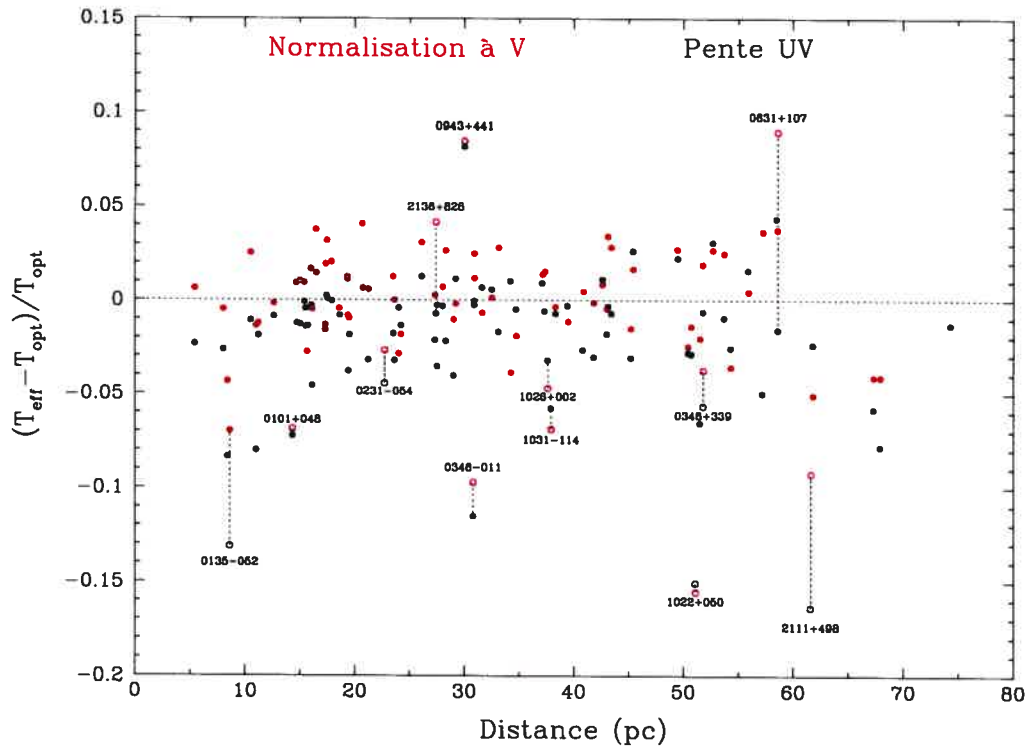


FIGURE 5.1 – Différences de températures pour les étoiles situées à 75 pc ou moins. La méthode de la pente (en noir) et la méthode de normalisation à  $V$  (en rouge) sont utilisées pour déterminer  $T_{\text{eff}}$  dans l’UV. Les objets qui montrent des écarts de températures plus grands que la somme de leurs incertitudes (cercles ouverts) sont étiquetés par leur numéro WD et sont discutés dans le texte.

$T_V$  diffèrent par environ 7% de  $T_{\text{opt}}$  et que de tels écarts de températures sont facilement explicables par nos simulations de systèmes binaires. De plus, la masse spectroscopique de  $0.77 M_{\odot}$  est incompatible avec la masse photométrique de  $0.37 M_{\odot}$  obtenue par Bergeron et al. (2001). La raison de ce désaccord est liée au fait qu’un système binaire est sur-lumineux comparativement à un objet simple; cette sur-luminosité peut être interprétée par le fait que l’étoile a un rayon plus grand (donc moins massive) et émet plus de flux. Par conséquent, nous confirmons le statut binaire de WD 0101+048.

Quant à WD 0135–052 et WD 1022+050, lesquelles sont aussi connues sous les noms L870-2 et LP 550-52 respectivement, elles montrent toutes deux des différences de températures plus grandes que  $\sim 10\%$  et leur position sur la figure 5.1 est aisément reproduite par nos simulations de DDs. De façon intéressante, dans les deux cas, lorsqu’on adopte la solution optique et qu’on

la superpose au spectre UV observé, l'accord est très discutable. Cette constatation suggère donc que la présence de plus d'une étoiles altère considérablement les distributions d'énergie UV et visible. Nous confirmons donc (1) que ces deux objets sont binaires et (2) que l'approche utilisée dans cette étude est efficace à détecter des systèmes binaires.

#### **WD 0231–054 (GD 31)**

Dans le cas de GD 31, les deux estimés de  $T_{\text{eff}}$  dans l'UV diffèrent significativement de  $T_{\text{opt}}$ . Même en supposant une erreur de  $\pm 0.05$  mag sur  $V$ , l'écart en température demeure supérieur à la somme des incertitudes. D'ailleurs, on constate graphiquement que les incertitudes sur  $T_{\text{UV}}$  et  $T_V$  sont des limites supérieures et qu'elles pourraient certainement être abaissées. Ainsi, les écarts de températures observés semblent bien réels. Par ailleurs, nos simulations de DDs permettent de reproduire les différences de températures observées pour GD 31. Par conséquent, même si aucune variation de vitesses radiales n'a été détectée par Robinson & Shafter (1987), nous considérons cette étoile particulièrement intéressante.

#### **WD 0348+339 (GD 52)**

Les remarques faites à WD 0231–054 peuvent aussi être faites à GD 52 et, pour cette raison, nous considérons aussi cette dernière comme un candidat intéressant au statut de système double.

#### **WD 0346–011 (GD 50)**

GD 50 est une naine blanche DA très massive ( $1.27 M_{\odot}$ ) présentant des abondances d'hélium anormales (Vennes et al. 1996). De façon intéressante, le scénario généralement admis pour GD 50 est que cet objet est le résultat d'une fusion de deux naines blanches (Bergeron et al. 1992a; Segretain et al. 1997; García-Berro et al. 1997). Le fait que les densités de colonne mesurées vers GD 50 soient trop faibles pour expliquer les écarts de températures observés et le fait qu'aucune variation de vitesses radiales ne soit observée appuient donc ce scénario de fusion d'étoiles. C'est pourquoi la nature particulière de cette étoile ne nous permet pas de tirer davantage de conclusions quant à son possible statut binaire.

**WD 0631+107**

Bien que  $T_{UV}$  s'accorde très bien avec  $T_{opt}$ , l'estimé de  $T_V$  est de loin supérieur à  $T_{opt}$ , même en tenant compte des incertitudes. Les simulations de DDs (figure 4.9) montrent toutefois que de telles différences de températures ne peuvent être causées par la présence de deux étoiles non-résolues. Cette étoile est donc particulière et mérite qu'on s'y attarde davantage. Mentionnons que cette étoile est un objet KPD: elle est donc située dans le plan galactique. Il est donc possible que les mesures spectroscopiques et photométriques soient contaminées par un autre objet dans le champ.

**WD 0943+441 (G116–52)**

C'est un objet très intéressant de plusieurs points de vue. Premièrement, les estimés de température dans l'UV de cet objet diffèrent par plus de 5% de  $T_{opt}$ . Deuxièmement, nos simulations de DDs montrent que de telles différences de températures peuvent être le résultat de deux étoiles non-résolues. De plus, lorsqu'on force les températures effectives des spectres synthétiques dans l'UV à  $T_{opt}$ , les accords entre le spectre synthétique et les observations ne sont pas convaincants, indiquant que la distribution d'énergie est altérée. Finalement, la faible masse de  $0.39 M_{\odot}$  implique indubitablement une origine binaire pour WD 0943+441. Malheureusement, aucune mesure de vitesse radiale n'a été faite sur cet objet. Malgré tout, nous sommes confiants que de telles mesures pourraient révéler la présence d'un compagnon dégénéré.

**WD 1026+002 (PG)**

Cet objet est une binaire connue contenant une naine blanche et une naine de type spectral M. Bien que nous ayons négligé la contribution de la raie  $H\beta$  dans la détermination de  $T_{opt}$ , PG 1026+002 montre tout de même un écart de température significatif. Contrairement à notre spectre visible, celui de Saffer et al. (1993) montre clairement que la contribution du compagnon au flux total devient importante au-delà de  $\sim 4500 \text{ \AA}$  (c'est-à-dire à des longueurs d'onde plus grandes que celles des raies utilisées pour déterminer  $T_{opt}$  et  $\log g$ ). En d'autres mots, il y a plus de flux à  $V$  que ne le suggère la solution dans le visible ( $T_{opt}$  et  $\log g$ )

L'écart de températures est donc probablement dû à la contamination de la magnitude  $V$  (voir §3.2.2).

#### **WD 1031–114 (L825–14)**

Bien qu'aucune variation de vitesses radiales n'ait été rapportée par Maxted et al. (2000a), l'écart de température est largement supérieur aux incertitudes sur  $T_V$ . Tout comme pour WD 1026+002, le fait que  $T_V$  soit inférieur à  $T_{\text{opt}}$  implique probablement que le flux à  $V$  est plus grand que ne le suggère la solution optique, ce qui laisse croire à la présence d'une autre étoile. Cet argument repose sur le fait que nos simulations sont en mesure de reproduire les propriétés spectroscopiques de L828–14 et qu'à  $\sim 25,000$  K,  $T_V$  est inférieure à  $T_{\text{opt}}$  pour tous les systèmes binaires simulés. Cet objet est donc particulièrement intéressant.

#### **WD 2111+498 (GD 394)**

GD 394 est une étoile DA chaude (39,000 K) unique en son genre. Entre autres, elle présente des inhomogénéités d'abondances dans son atmosphère et des variations photométriques dans l'UV extrême. À partir de leur spectre UV, Dupuis et al. (2000) déterminent que les estimés de températures obtenus à partir du continu UV et du profil des raies de Lyman sont systématiquement plus bas que celui obtenu à partir du profil des raies de Balmer ( $\Delta T \sim -4000$  K). Ces mêmes auteurs associent ces différences de températures à la présence de taches sombres (*dark spots*) à la surface de l'étoile. Comme aucune variation de vitesses radiales n'est observée (Saffer et al. 1998) et que la ligne de visée n'est que très peu rougie (voir tableau 4.3), nous suggérons donc préventivement que la nature particulière de GD 394 rend difficiles toutes affirmations quant à la nature binaire de cet objet.

#### **WD 2136+828 (G261–45)**

Cet objet a été étudié par Maxted et al. (2000a), Saffer et al. (1998) et Robinson & Shafter (1987) et aucune variation de vitesses radiales n'a été observée. Tout comme WD 0631+107, seule  $T_V$  diffère significativement de  $T_{\text{opt}}$ . Toutefois, dans ce cas-ci, les simulations de systèmes binaires permettent de reproduire les caractéristiques observées pour WD 2136+828 (voir la

figure 4.9). Cette étoile est donc particulièrement intéressante et mérite davantage d'attention.

#### **WD 0509–007 (RE J0512–004)**

Même si les estimés de températures de cet objet concordent relativement bien entre eux (environ 32,000 K), sa faible masse de  $0.40 M_{\odot}$  suggère une origine binaire. Finley et al. (1997) ont aussi observé cet objet et leur spectre visuel ne montre aucun excès de flux dans l'infrarouge (jusqu'à 7500 Å), signifiant que seul un compagnon très froid ou de même nature pourrait être présent. De plus, les simulations de DDs faites avec la méthode de normalisation à  $V$  permettent de reproduire les différences de températures observées, contrairement aux simulations faites avec la méthode de la pente. Par conséquent, même si aucune variation de vitesses radiales n'a été détecté par Maxted et al. (2000a), il serait intéressant d'étudier davantage cet objet.

## *Chapitre 6*

# Conclusion

Dans ce dernier chapitre, nous résumons les étapes clés qui nous ont permis d'identifier quelques étoiles potentiellement binaires. Cette recherche de systèmes binaires était avant tout motivée par le nombre relativement faible de binaires dégénérées connues et par le fait que ces objets pourraient être à l'origine des supernovae de type Ia.

Contrairement à l'approche généralement utilisée pour détecter de tels systèmes binaires, c'est-à-dire la mesure de vitesses radiales, nous avons proposé une technique spectroscopique basée sur la comparaison des spectres visuel et UV. En particulier, nous avons suggéré que l'estimé de la température effective déterminé à partir du profil des raies de Balmer et l'estimé de la température effective obtenu à partir du spectre UV pourraient être incompatibles si deux ou plusieurs naines blanches rapprochées contribuent au spectre observé. La température effective dans le visible et la gravité de surface sont déterminées en comparant les profils synthétiques et observés des raies de Balmer tandis que les températures effectives des spectres UV sont déterminées (1) à partir de la pente de la distribution d'énergie UV et (2) en normalisant cette dernière à la magnitude  $V$ . La méthode de la pente s'est avérée beaucoup moins précise que la méthode de normalisation à  $V$  en raison de la faible sensibilité de la pente UV à haute température effective.

L'échantillon utilisé a été construit à partir de la banque de spectres UV du télescope spatial IUE. Comme nos grilles de spectres synthétiques proviennent de modèles d'atmosphère purs en hydrogène, nous avons sélectionné les naines blanches de type spectral DA uniquement,

c'est-à-dire celles qui montrent seulement des raies d'hydrogène dans leur spectre visible. Nous avons donc regroupé 141 étoiles pour lesquelles des spectres UV et visuel étaient disponibles et en avons déterminé les différents estimés de température effective.

De façon générale, pour les objets situés à moins de  $\sim 75$  pc ou de moins de  $\sim 40,000$  K, les différents estimés de  $T_{\text{eff}}$  concordent relativement bien les uns avec les autres à l'intérieur des erreurs estimées. Au-delà de ces limites, des écarts importants sont observés. Des simulations du spectre composite de différents systèmes binaires ont montré que les écarts observés à haute température et grande distance ne sont en général pas attribuables à la nature binaire des objets. Ainsi, afin d'expliquer ces cas particuliers, nous avons investigué les effets de la présence des métaux dans l'atmosphère des naines blanches chaudes et du rougissement interstellaire. Dans le premier cas, il s'est avéré que bien que la présence de métaux dans l'atmosphère altère de quelques milliers de degrés les estimés de  $T_{\text{eff}}$ , elle ne peut expliquer les différences observées. En effet, à partir d'un spectre synthétique riche en métaux à  $T_{\text{eff}}=54,000$  K et  $\log g=7.5$ , nous avons montré que, contrairement à ce que nous observons, les estimés de  $T_{\text{UV}}$  et  $T_V$  sont plus grands que celui de  $T_{\text{opt}}$ . En d'autres mots, les différences de températures observées seraient encore plus grandes si on utilisait des modèles riches en métaux pour analyser nos étoiles. Quant au rougissement interstellaire, il s'est avéré que s'il est judicieusement choisi, il peut aisément expliquer les différences de températures observées. De plus, nos simulations de l'effet du rougissement sur des spectres synthétiques indiquent que les valeurs mesurée et prédite par ces mêmes simulations concordent relativement bien lorsqu'on utilise la méthode de normalisation à  $V$ . Toutefois, même en considérant cet effet, certaines étoiles de notre échantillon présentent des écarts de températures significatifs suggérant la présence de plus d'une étoile. Parmi celles-ci, on retrouve les trois systèmes binaires connus et faisant partie de notre échantillon. Les autres sont WD 0231-054, WD 0348+339, WD 0509-007, WD 0631+107, WD 0943+441, WD 1031-114 et WD 2136+828. Il serait donc intéressant d'étudier davantage ces objets afin de valider ou non notre approche à la recherche de systèmes binaires. Par exemple, la détection de variations de vitesses radiales ou la résolution d'un cœur  $H\alpha$  dédoublé seraient des arguments favorisant une nature binaire pour ces objets.



# *Bibliographie*

- Bannister, N., Barstow, M., Holberg, J., & Bruhweiler, F. 2003, MNRAS, 341, 477
- Barstow, M., Good, S., Burleigh, M., Hubeny, I., Holberg, J., & Levan, A. 2003a, MNRAS, 344, 562
- Barstow, M., Good, S., Holberg, J., Hubeny, I., Bannister, N., Bruhweiler, F., Burleigh, M., & Napiwotzki, R. 2003b, MNRAS, 341, 870
- Barstow, M., Holberg, J., Hubeny, I., Good, S., Levan, A., & Meru, F. 2001, MNRAS, 328, 211
- Barstow, M., Hubeny, I., & Holberg, J. 1998, MNRAS, 299, 520
- Bergeron, P., Kidder, K., Holberg, J., Liebert, J., Wesemael, F., & Saffer, R. 1991, ApJ, 372, 267
- Bergeron, P., Leggett, S., & Ruiz, M. 2001, ApJS, 133, 413
- Bergeron, P., Ruiz, M., Hamuy, M., Leggett, S., Currie, M., Lajoie, C.-P., & Dufour, P. 2005, ApJ, 625, 838
- Bergeron, P., Saffer, R., & Liebert, J. 1992a, ApJ, 394, 228
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1992b, ApJ, 387, 288
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., G., F., Saffer, R., & Allard, N. 1995, ApJ, 449, 258
- Bergeron, P., Wesemael, F., Liebert, J., & Fontaine, G. 1989, ApJ, 345, 91
- Bragaglia, A., Greggio, L., & Renzini, A. 1990, ApJ, 365, 13
- Bragaglia, A., Renzini, A., & Bergeron, P. 1995, ApJ, 443, 735

- Demers, S., Beland, S., Kibblewhite, E., Irwin, M., & Nithakorn, D. 1986, *AJ*, 92, 878
- Dupuis, J., Chayer, P., Vennes, S., Christian, D., & Kruk, J. 2000, *ApJ*, 537, 977
- Finley, D., Basri, G., & Bowyer, S. 1990, *ApJ*, 359, 483
- Finley, D., Koester, D., & Basri, G. 1997, *ApJ*, 488, 375
- Foss, D., Wade, R., & Green, R. 1991, *ApJ*, 374, 281
- García-Berro, E., Isern, J., & Hernanz, M. 1997, *MNRAS*, 289, 973
- Gianninas, A., Bergeron, P., & Fontaine, G. 2005, *ApJ*(soumis)
- Good, S., Barstow, M., Holberg, J., Sing, D., Burleigh, M., & P.D., D. 2004, *MNRAS*, 355, 1031
- Green, R., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, *ApJS*, 61, 305
- Holberg, J., Barstow, M., & Burleigh, M. 2003, *ApJS*, 147, 145
- Holberg, J., Saffer, R., Tweedy, R., & Barstow, M. 1995, *ApJ*, 452, 133
- Hubeny, I. 1988, *Computer Physics Comm.*, 52, 103
- Hubeny, I. & Lanz, T. 1995, *ApJ*, 439, 875
- Iben, I. J. 1991, *ApJS*, 76, 55
- Iben, I. J. & Livio, M. 1993, *PASP*, 105, 1373
- Karl, C., Napiwotzki, R., Nelemans, G., Christlieb, N., Koester, D., Heber, U., & Reimers, D. 2003, *A&A*, 410, 663
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1967, *Zeitschrift für Astrophysik*, 65, 251
- Lallement, R., Welsh, B., Vergely, J., Crifo, F., & Sfeir, D. 2003, *A&A*, 411, 447
- Lanz, T., Barstow, M., Hubeny, I., & Holberg, J. 1996, *ApJ*, 473, 1089
- Lanz, T. & Hubeny, I. 1995, *ApJ*, 439, 905
- Lauterborn, D. 1970, *A&A*, 7, 150
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. 2005, *ApJS*, 156, 47
- Marsh, M., Barstow, M., Buckley, D., Burleigh, M., Holberg, J., Koester, D., O'donoghue, D., Penny, A., & Sansom, A. 1997, *MNRAS*, 287, 705

- Marsh, T. 1995, MNRAS, 275, 1
- Marsh, T., Dhillon, V., & Duck, S. 1995, MNRAS, 275, 828
- Massa, D. & Fitzpatrick, E. 2000, ApJS, 126, 517
- Maxted, P., Burleigh, M., Marsh, T., & Bannister, N. 2002a, MNRAS, 334, 833
- Maxted, P. & Marsh, T. 1999, MNRAS, 307, 122
- Maxted, P., Marsh, T., & Moran, C. 2000a, MNRAS, 319, 305
- . 2002b, MNRAS, 332, 745
- Maxted, P., Marsh, T., Moran, C., & Han, Z. 2000b, MNRAS, 314, 334
- Mihalas, D. 1978, Stellar atmospheres, 2nd edn. (W.H. Freeman & Co)
- Morales-Rueda, L., Marsh, T., Maxted, P., Nelemans, G., Karl, C., Napiwotzki, R., & Moran, C. 2005, MNRAS, 359, 648
- Nandy, K., Thompson, G., Jamar, C., Monfils, A., & Wilson, R. 1975, A&A, 44, 195
- Napiwotzki, R., Edelmann, H., Heber, U., Karl, C., Drechsel, H., Pauli, E.-M., & Christlieb, N. 2001, A&A, 378, 17
- Napiwotzki, R., Koester, D., Nelemans, G., Yungelson, L., Christlieb, N., Renzini, A., Reimers, D., Drechsel, H., & Leibundgut, B. 2002, A&A, 386, 957
- Nelemans, G., Yungelson, L., Portegies Zwart, S., & Verbunt, F. 2001, A&A, 365, 491
- Nomoto, K. 1984, ApJ, 277, 791
- Robinson, E. & Shafter, A. 1987, ApJ, 322, 296
- Rutten, R. 2000, Radiative transfer in stellar atmospheres, 7th edn. (lecture notes Utrecht Univ.)
- Saffer, R., Liebert, J., & Olszewski, E. 1988, ApJ, 334, 947
- Saffer, R., Livio, M., & Yungelson, L. 1998, ApJ, 502, 394
- Saffer, R., Wade, R., Liebert, J., Green, R., Sion, E., Bechtold, J., Foss, D., & Kidder, K. 1993, AJ, 105, 1945
- Seaton, M. 1979, MNRAS, 187, 73

- Segretain, L., Chabrier, G., & Mochkovitch, R. 1997, ApJ, 481, 355
- Spitzer, L. J. 1978, Physical processes in the interstellar medium, 1st edn. (John Wiley & Sons)
- Vennes, S., Bowyer, S., & Dupuis, J. 1996, ApJ, 461, 103
- Wesemael, F., Greenstein, J., Liebert, J., Lamontagne, R., Fontaine, G., Bergeron, P., & Glaspey, J. 1993, PASP, 105, 761
- Wolff, B., Jordan, S., & Koester, D. 1996, A&A, 307, 149
- Wolff, B., Koester, D., Dreizler, S., & Haas, S. 1998, A&A, 329, 1045
- Wolff, B., Koester, D., & Lallement, R. 1999, A&A, 346, 969
- Wood, M. A. 1995, in Lecture Notes in Physics, Vol. 443: Proceedings of the 9th European Workshop on White Dwarfs, 41
- Yungelson, L., Livio, M., Tutukov, A., & Saffer, R. 1994, ApJ, 420, 336

# Remerciements

Le dépôt de ce mémoire représente l'aboutissement de deux années de travail et de collaborations avec plusieurs personnes. Parmi celles-ci, je tiens à remercier tout particulièrement Pierre Bergeron, mon directeur de recherche, pour son enthousiasme, son professionnalisme et ses nombreux conseils.

J'aimerais aussi remercier les autres membres du groupe des naines blanches, soient Caroline, Alex, Patrick et Steve pour les discussions bien arrosées au Irish Pub. Merci aussi à mes collègues de bureau Laura et Philippe pour m'avoir permis de rédiger ce mémoire dans un endroit tranquille et inspirant.

Un merci bien spécial à mes parents, Carmelle et Pierre, mes soeurs, Mélanie et Patricia, mon frère Pierre-Marc et le petit dernier, Danick, pour leurs encouragements soutenus, leur intérêt à l'astronomie et leurs visites régulières à Montréal. Sans vous, ça aurait été impossible!

Finalement, j'aimerais remercier ma copine Mireille de m'avoir supporté et écouté parler d'astronomie pendant les trois dernières années, de m'avoir laissé travailler les fins de semaine (!) et, surtout, de m'avoir fait découvrir tant de nouveaux plaisirs de la vie.