

Université de Montréal

**Recherche et analyse d'étoiles naines blanches chimiquement stratifiées dans
le Sloan Digital Sky Survey**

par
Patrick M. Manseau

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

avril, 2016

© Patrick M. Manseau, 2016.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Recherche et analyse d'étoiles naines blanches chimiquement stratifiées dans
le Sloan Digital Sky Survey**

présenté par:

Patrick M. Manseau

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis, président-rapporteur
Pierre Bergeron, directeur de recherche
Gilles Fontaine, membre du jury

Mémoire accepté le:

SOMMAIRE

Ce mémoire présente une recherche détaillée et une analyse des étoiles naines blanches hybrides chimiquement stratifiées dans le Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Une seule étoile stratifiée, PG 1305–017, était connue avant notre recherche. L’objectif principal est de confirmer l’existence de plusieurs nouvelles étoiles stratifiées. Pour ce faire, il a fallu dans un premier temps développer une nouvelle génération de modèles d’atmosphère à partir de ceux de Bergeron et al. (1991) et Tremblay & Bergeron (2009). Nous y avons ajouté l’opacité de toutes les raies d’hélium et les calculs nécessaires pour tenir compte de la stratification chimique de l’atmosphère, où une mince quantité d’hydrogène flotte en équilibre diffusif au-dessus d’une enveloppe massive d’hélium. En parallèle, nous avons aussi calculé des modèles standards, chimiquement homogènes. Ensuite, nous avons sélectionné des naines blanches chaudes ($T_{\text{eff}} > 30,000$ K) de type spectral hybride (traces d’hélium et d’hydrogène) parmi les $\sim 38,000$ naines blanches répertoriées dans le SDSS. Un total de 52 spectres d’étoile a été retenu dans notre échantillon final. La technique spectroscopique, c’est-à-dire l’ajustement des raies spectrales des modèles sur un spectre observé, a été appliquée à toutes les étoiles de notre échantillon. Nous avons ainsi mesuré la température effective, la gravité de surface et la composition chimique de l’atmosphère de ces étoiles. Par l’ajustement simultané de modèles stratifiés et homogènes, nous avons aussi pu déterminer si les étoiles étaient stratifiées ou non. Nous identifions ainsi 14 naines blanches stratifiées. Nous tirons de ces résultats plusieurs conclusions sur les processus physiques expliquant la présence d’hélium dans l’atmosphère.

Mots clés : étoiles : paramètres atmosphériques - naines blanches - stratification chimique - technique : spectroscopique

ABSTRACT

We present a detailed research and analysis of chemically stratified hybrid white dwarf stars in the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Only one stratified star, PG 1305–017, was known before our analysis. The main objective is to confirm the existence of several new stratified stars. To do so, we initially had to develop a new generation of model atmospheres from those of Bergeron et al. (1991) and Tremblay & Bergeron (2009). We added the opacity of all the helium lines and the necessary calculations to account for the chemical stratification of the atmosphere, where a thin hydrogen layer floats in diffusive equilibrium on top of a more massive helium layer. In parallel, we also calculated a grid of standard models, which are chemically homogeneous. Then, we selected hot white dwarfs ($T_{\text{eff}} > 30,000$ K) with a hybrid spectral type (traces of helium and hydrogen) from the $\sim 38,000$ white dwarfs listed in the SDSS. A total of 52 spectra were retained in our final sample. The spectroscopic technique, i.e. the fit of model spectra to an observed spectrum, was applied to all stars in our sample. Thereby, we have measured the effective temperature, the surface gravity and the chemical composition of these stars. By simultaneously fitting stratified and homogeneous models, we have also been able to determine if the stars were stratified or not. We identify 14 stratified white dwarfs. From these results, we draw several conclusions on the physical processes explaining the presence of helium in the atmosphere.

Keywords: stars: atmospheric parameters - white dwarfs - chemical stratification - technique: spectroscopic.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	vii
LISTE DES FIGURES	viii
REMERCIEMENTS	xi
CHAPITRE 1 :INTRODUCTION	1
1.1 Les étoiles naines blanches	1
1.2 L'évolution spectrale	2
1.3 Résultats précédents sur la stratification et les autres processus compétitifs	5
CHAPITRE 2 :CALCUL DES MODÈLES D'ATMOSPÈRE	9
2.1 Le modèle standard	9
2.1.1 Hypothèses et approximations	9
2.1.2 Équations de structure	10
2.1.3 Calcul des populations	13
2.1.4 Opacité et émissivité	14
2.1.5 Calcul d'un modèle d'atmosphère	15
2.2 La stratification chimique	18
2.2.1 Théorie de la diffusion	18
2.2.2 Résolution et implémentation de l'équation de stratification chimique	19
2.2.3 Caractéristiques des modèles stratifiés	24
2.2.4 Comparaisons avec les anciens modèles	32
2.2.5 Grilles finales	37

CHAPITRE 3 : OBSERVATIONS	38
3.1 PG 1305–017	38
3.2 SDSS	39
3.2.1 DAOB	42
3.2.2 DAO	43
3.2.3 DOAB	45
3.2.4 DBOA	46
3.2.5 DOBA	46
3.2.6 DAB et DBA	48
3.3 Gemini	49
3.4 SDSS J074538.17+312205.3	52
CHAPITRE 4 : ANALYSE	53
4.1 Technique spectroscopique	53
4.2 Résultats et discussion	56
4.2.1 Confirmation de la nature stratifiée de PG 1305–017	57
4.2.2 Étoiles à atmosphère stratifiée	58
4.2.3 Étoiles à atmosphère chimiquement indistincte	70
4.2.4 Étoiles à atmosphère homogène	80
CHAPITRE 5 : CONCLUSION	88
BIBLIOGRAPHIE	91

LISTE DES TABLEAUX

4.I	Catégorie stratifiée	68
4.II	Catégorie indistincte	79
4.III	Catégorie homogène	87

LISTE DES FIGURES

1.1	Rapport du nombre d'étoiles non-DA sur le nombre total de naines blanches.	3
2.1	Organigramme de stratégie de calcul de modèles d'atmosphère	17
2.2	Profils d'abondance chimique normalisés	20
2.3	Organigramme de stratégie de calcul de modèles d'atmosphère chimiquement stratifiée	23
2.4	Influence de la variation de la température effective sur les spectres stratifiés.	25
2.5	Influence de la variation de la température effective sur les spectres homogènes.	25
2.6	Influence de la variation de la quantité d'hydrogène sur les profils d'abondance stratifiés.	26
2.7	Influence de la variation de la quantité d'hydrogène sur les spectres stratifiés.	27
2.8	Influence de la variation de la gravité de surface sur les modèles stratifiés.	28
2.9	Un exemple d'inversion de température.	29
2.10	La présence de l'homogénéisation du profil d'abondance par mélange convectif.	31
2.11	Comparaison avec les anciens modèles : Flux UV	33
2.12	Comparaison avec les anciens modèles : Spectres UV	34
2.13	Comparaison avec les anciens modèles : Spectres visibles	34
2.14	Comparaison avec les anciens modèles : Température, Pression	35
2.15	Comparaison avec les anciens modèles : Stratification chimique	36
3.1	Le nouveau spectre de l'étoile PG 1305–017.	39
3.2	Les étoiles DAOB dans le SDSS.	42
3.3	Les étoiles DAO dans le SDSS.	43

3.4	Les étoiles DAO dans le SDSS (suite).	44
3.5	Les étoiles DOAB dans le SDSS.	45
3.6	Les étoiles DBOA dans le SDSS.	46
3.7	Les étoiles DOBA dans le SDSS.	47
3.8	Les étoiles DAB et DBA dans le SDSS.	48
3.9	Exemple de la calibration en flux de WD 0031+141.	50
3.10	Les trois spectres de Gemini-Sud.	51
3.11	L'étoile SDSS J074538.17+312205.3.	52
4.1	La ressemblance des spectres stratifiés à quantité Q égale.	55
4.2	La position des raies des étoiles hybrides.	56
4.3	Solutions spectroscopiques de PG 1305–017.	57
4.4	Solutions spectroscopiques de 55329-4017-734.	59
4.5	Solutions spectroscopiques de SDSS J074538.17+312205.3.	59
4.6	Solutions spectroscopiques de 55654-3961-968.	60
4.7	Solutions spectroscopiques de 55979-5298-156.	60
4.8	Solutions spectroscopiques de 56248-6191-038.	61
4.9	Solutions spectroscopiques de WD 0031+141.	61
4.10	Solutions spectroscopiques de 52669-1159-093.	62
4.11	Solutions spectroscopiques de 52669-1159-093, si filtré.	62
4.12	Solutions spectroscopiques de 52523-0684-370.	63
4.13	Solutions spectroscopiques de PB 5559.	63
4.14	Solutions spectroscopiques de 54506-2946-093.	64
4.15	Solutions spectroscopiques de 55302-3936-386.	64
4.16	Solutions spectroscopiques de 56040-5205-750.	65
4.17	Solutions spectroscopiques de 56358-6439-445.	65
4.18	Solutions spectroscopiques de 55570-4491-854.	66
4.19	Solutions spectroscopiques de 55570-4491-854, si filtré.	66
4.20	Solutions spectroscopiques de 53729-2070-132.	67
4.21	Solutions spectroscopiques de WD 0340–075.	67

4.22	Solutions spectroscopiques de 51811-0416-458.	71
4.23	Solutions spectroscopiques de 51885-0416-460.	71
4.24	Solutions spectroscopiques de 53430-2072-200.	72
4.25	Solutions spectroscopiques de 53857-1721-171.	72
4.26	Solutions spectroscopiques de 54144-1845-397.	73
4.27	Solutions spectroscopiques de 54506-2946-277.	73
4.28	Solutions spectroscopiques de 55452-4195-573.	74
4.29	Solutions spectroscopiques de 55477-4216-962.	74
4.30	Solutions spectroscopiques de 55540-3819-174.	75
4.31	Solutions spectroscopiques de 55648-3945-982.	75
4.32	Solutions spectroscopiques de 55649-4621-430.	76
4.33	Solutions spectroscopiques de 56107-5948-428.	76
4.34	Solutions spectroscopiques de 56426-6831-807.	77
4.35	Solutions spectroscopiques de 56666-7099-790.	77
4.36	Dégénérescence des spectres synthétiques homogènes et stratifiés. . .	78
4.37	Solutions spectroscopiques de 55571-4504-318.	80
4.38	Solutions spectroscopiques de 56067-6018-883.	81
4.39	Solutions spectroscopiques de 56071-6026-085.	81
4.40	Solutions spectroscopiques de 56067-5199-468.	82
4.41	Solutions spectroscopiques de 55533-3825-014.	82
4.42	Solutions spectroscopiques de 55362-4061-012.	83
4.43	Solutions spectroscopiques de 56279-6263-334.	83
4.44	La séparation des étoiles homogènes et stratifiées par la limite de vents stellaires.	85

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, j'aimerais remercier mon directeur de recherche, Pierre Bergeron. Sa présence constante et sa motivation contagieuse ont été le facteur déterminant dans l'aboutissement de ce mémoire. J'ai beaucoup appris sous sa tutelle. Ce projet était parfaitement ficelé et je le remercie de me l'avoir confié.

Ensuite, j'aimerais remercier ma famille, en particulier mes parents, pour leur support inconditionnel tout au long de mon parcours scolaire. Si je me suis rendu à des études supérieures, c'est grâce à eux. J'aimerais aussi remercier ma compagne de vie, Camille, pour son soutien moral indispensable.

Un merci particulier à tous mes amis pour les bons moments passés ensemble. Ils ont su me changer les idées et même me faire sortir malgré mon attitude casanière! De plus, merci à tous mes collègues de bureau pour leur accueil chaleureux au début de ma maîtrise, pour leur aide et nos discussions divertissantes.

Finalement, je remercie notre collaboratrice Elizabeth Green pour le spectre de qualité exceptionnelle de PG 1305–017 qu'elle nous a fourni.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Les étoiles naines blanches

Une étoile de masse modérée entre 0.07 et $8 M_{\odot}$, le Soleil par exemple, sortira de la séquence principale après avoir brûlé tout l'hydrogène dans son noyau. La fusion nucléaire de l'hydrogène continuera en couches autour du coeur d'hélium dégénéré (phase géante rouge) puis le coeur d'hélium sera assez chaud pour commencer la fusion de l'hélium en carbone et oxygène (branche horizontale). Éventuellement, le coeur redeviendra inerte car la température ne sera pas suffisante pour amorcer la fusion du carbone et de l'oxygène, mais la fusion nucléaire de l'hélium continuera dans les couches externes (branche asymptotique géante). Pendant cette étape, de puissants vents stellaires expulseront une grande quantité de matière. Ultiment, les couches supérieures de l'étoile seront expulsées par pression de radiation (phase nébuleuse planétaire) et le coeur inerte et chaud deviendra ce qu'on appelle une naine blanche. Il est estimé que 97% des étoiles de notre galaxie finiront leur vie en tant que naines blanches.

Les étoiles naines blanches possèdent un coeur de carbone et d'oxygène très dense dont l'effondrement est contré par la pression des électrons dégénérés. Elles possèdent aussi une enveloppe, une mince couche supérieure entourant le coeur, habituellement composée d'hydrogène et d'hélium. Elles ont une masse typique de $\sim 0.6 M_{\odot}$ et un petit rayon de $\sim 0.01 R_{\odot}$. Pour comparer, on peut dire qu'elles possèdent une masse équivalente à celle du Soleil mais dans un volume égal à celui de la Terre, leur densité étant un million de fois celle du Soleil.

L'évolution des étoiles naines blanches est principalement reliée au refroidissement du coeur chaud. On parlera de température effective, de gravité de surface et de composition chimique de l'atmosphère pour complètement caractériser l'évolution puisque tout le rayonnement observé de la naine blanche provient de l'atmosphère, très opaque. La température effective passe de plus de 100,000 à moins de 4000 K, dans un processus qui prend

plusieurs milliards d'années.

Les paramètres de l'atmosphère sont estimés, entre autres, à l'aide de l'analyse de son spectre (flux du rayonnement électromagnétique reçu de l'étoile). Pour faciliter la classification, les naines blanches sont catégorisées par leur type spectral. Le type DA, qui comprend 80% des naines blanches, montre seulement des raies d'hydrogène (H). Le type DB montre des raies d'hélium neutre (HeI) alors que le type DO montre des raies d'hélium ionisé (HeII). D'autres types existent à plus basse température. On retrouve les types DC (aucune raie visible), DQ (traces de carbone) et DZ (traces métalliques). Il est possible de retrouver des naines blanches avec des raies de plusieurs éléments chimiques différents. Dans ce cas l'élément le plus visible spectroscopiquement est noté en premier, suivi du moins abondant et ainsi de suite. Par exemple, le type DAO équivaut à un spectre dominée par les raies d'hydrogène avec des traces d'hélium ionisé. Le présent projet, qui étudiera les naines blanches à haute température, utilisera en particulier des étoiles hybrides qui combinent diverses traces d'H, d'HeI et d'HeII.

1.2 L'évolution spectrale

La diversité des types spectraux des étoiles naines blanches soulève plusieurs questions : pourquoi retrouve-t-on plus d'étoiles DA que de non-DA (majoritairement des étoiles riches en hélium) ? Quels processus permettent l'apparition des étoiles non-DA ? Est-ce que les étoiles naines blanches passent toutes par le même chemin évolutif ou est-ce qu'il y en a plusieurs ?

Puisqu'une naine blanche a épuisé ses réserves nucléaires en son coeur et qu'elle ne fait que refroidir, sa température effective est le reflet de son âge. La figure 1.1 montre justement la distribution relative des étoiles DA versus non-DA selon la température, ce qui équivaut à l'âge de l'étoile. Pour les naines blanches jeunes et chaudes, on ne retrouve que des non-DA. Puis, pour celles entre 45,000 et 30,000 K on ne retrouve que des DA (absence de non-DA). Cette zone de la distribution est appelée la *brèche des DB*. À plus basse température, on retrouve une certaine proportion de DA et de non-DA. Nous pouvons qualifier cette figure d'historique, car elle vient d'un article datant d'il y a environ 30 ans (Fontaine &

Wesemael, 1987). Plus récemment, les observations de plusieurs nouvelles étoiles naines blanches ont permis de trouver quelques étoiles riches en hélium dans la brèche des DB ou encore des étoiles DA à très hautes températures. Malgré tout, la tendance est la même et la proportion de DB reste très faible entre 45,000 et 30,000 K. On qualifie maintenant cette région de *déficience des DB* plutôt que de brèche des DB. Puisque la température est reliée à l'âge d'une naine blanche et que les étoiles naines blanches jeunes sont non-DA alors que celles un peu plus âgées sont majoritairement des DA, nous devons en conclure que les naines blanches changent de type spectral au courant de leur vie. Ce changement est appelé l'*évolution spectrale* et est la seule hypothèse viable pour expliquer les résultats de la figure 1.1.

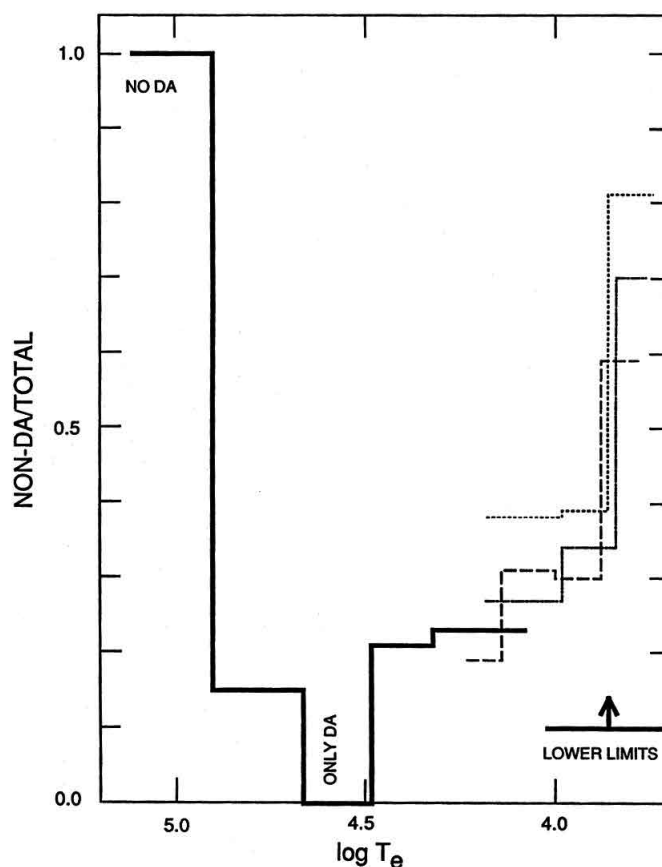


Figure 1.1 – Rapport du nombre d'étoiles non-DA sur le nombre total de naines blanches (tiré de Fontaine & Wesemael 1987). Le trait solide est tiré de l'analyse de Fleming et al. (1986) et de Liebert (1986) ; le trait en tirets de Sion (1984) ; le trait pointillé et pointillé-tiret de Greenstein (1986). Pour des températures inférieures à 10,000 K, ces estimés ne représentent que des limites inférieures.

Plusieurs processus dictent le chemin évolutif que les naines blanches empruntent. Après la phase AGB, l’atmosphère des naines blanches est composée majoritairement d’hélium et d’éléments plus lourds (métaux) avec un peu d’hydrogène résiduel mélangé de manière homogène. La présence de la déficience de DB, et du même coup la quantité importante de DA, peut s’expliquer par un processus physique appelé tri gravitationnel. Les étoiles naines blanches sont très massives et denses. Elles possèdent donc une gravité de surface très élevée ($\log g \sim 8$) qui sépare les éléments chimiques plus légers des plus lourds dans l’atmosphère. L’hydrogène flottera en surface alors que l’hélium et les éléments lourds couleront en profondeur. En absence de processus compétitifs, ce tri est très efficace et rapide (Schatzman, 1958). Une couche mince, mais opaque, d’hydrogène pur se forme à la surface de la naine blanche en fonction du temps et son type spectral devient DA. Par la suite, divers processus physiques, dont la dilution et le mélange convectif, font en sorte qu’une certaine proportion de DA redevienne non-DA. On parle de dilution quand une cellule convective d’hélium gruge le bas de la couche supérieure d’hydrogène et dilue petit à petit celle-ci. On parle de mélange quand la couche d’hélium et la couche d’hydrogène sont convectives et se mélangent complètement entre elles. Bien que des études montrent que certaines naines blanches naissent avec une atmosphère de DA, on estime qu’une proportion significative d’étoiles viendrait du chemin évolutif décrit ci-dessus (Bergeron et al., 1994), expliquant ainsi la figure 1.1.

Par contre, cette hypothèse de chemin évolutif explique mal la présence d’étoiles non-DA entre 80,000 et 40,000 K. Le tri gravitationnel est tellement efficace qu’il ne devrait y avoir que des DA très rapidement après la sortie de la phase post-AGB. Il doit donc y avoir des processus physiques compétitifs qui supportent les éléments lourds contre le tri gravitationnel.

Il y a aussi un problème avec les DA chaudes. Celles-ci montrent une différence notable de flux dans l’extrême ultraviolet (EUV) entre l’observation et des modèles de DA pure. On arrive à reproduire le flux EUV correctement si une petite quantité d’hélium est présente dans l’atmosphère, réalisation initiale de Shipman (1976), puis corroborée par Malina et al. (1982), Kahn et al. (1984) et bien d’autres (voir Vennes et al. 1988). Encore une

fois, la même question se pose : quels processus compétitifs peuvent supporter, contre le tri gravitationnel, de l'hélium à la surface de l'étoile naine blanche ?

1.3 Résultats précédents sur la stratification et les autres processus compétitifs

Plusieurs processus compétitifs doivent être considérés : convection, support radiatif, vents stellaires, accrétion et diffusion chimique. Dans ce qui suit, nous décrirons, un par un, les résultats précédents concernant ceux-ci. Nous verrons que la présence de chacun des processus dépend fortement de la température effective considérée et que leurs domaines d'application sont quasiment exclusifs.

À des températures plus petites que $\sim 50,000$ K, une zone convective d'hélium se développe parfois sous la couche d'hydrogène, mais est trop faible pour justifier la présence d'hélium dans la photosphère. Par contre, à des températures plus froides que $\sim 30,000$ K, la dilution convective est plus efficace et peut changer une DA en non-DA (une DB dans ce cas-ci) si la masse de sa couche d'hydrogène est inférieure à $\sim 10^{-15}M_*$, où M_* est la masse de l'étoile (voir section 1.4 de Bergeron 1988 et Table 1 de MacDonald & Vennes 1991).

Le support radiatif est le processus qui vient naturellement à l'esprit. Le flux radiatif des objets considérés, à grande température, est important ($\propto T_{\text{eff}}^4$) et peut supporter une partie de l'hélium principalement grâce à l'absorption des processus liés-liés. Certains résultats antérieurs sont même prometteurs : par exemple dans Vauclair et al. (1979), il est expliqué que certains éléments lourds (CNO : carbone, azote, oxygène) sont effectivement supportés par radiation. Malgré tout, Vennes et al. (1988) montre que l'abondance d'hélium supportée par ce processus est trop petite d'au moins deux ordres de grandeur pour expliquer ce qui est observé pour des DA et DAO chaudes ($T_{\text{eff}} \sim 30,000$ à $60,000$ K). Les auteurs considèrent finalement que la diffusion chimique est beaucoup plus plausible comme explication.

Cet autre processus candidat, la diffusion chimique «ordinaire», est causée par les différences de concentration des éléments considérés (hydrogène et hélium). La diffusion est

un processus très rapide (Fontaine & Michaud, 1979), comparativement au refroidissement des étoiles naines blanches, et un équilibre se fait entre le champ électrique des particules chargées, la gravité et le gradient de concentration. Cet équilibre cause une abondance qui change selon la profondeur de l’atmosphère. Ce profil est appelé la stratification chimique. Si la quantité d’hydrogène est minime ($M_{\text{H}}/M_* < 10^{-14}$, où M_{H} est la masse de la couche d’hydrogène et M_* la masse de l’étoile), la région de transition du profil s’étend dans la photosphère et on voit à la fois des traces d’hélium et d’hydrogène. La présence de telles couches minces d’hydrogène (par opposition aux couches épaisses de $M_{\text{H}}/M_* \sim 10^{-4}$) pour les étoiles hybrides a été exposée dans plusieurs articles, dont entre autres Fontaine & Wesemael (1987), Vennes et al. (1988) et MacDonald & Vennes (1991).

Bergeron et al. (1994) ont tenté de trouver des étoiles DAO chimiquement stratifiées. Ils ont comparé l’ajustement de spectres synthétiques sur des observations. Ceux-ci étaient soit chimiquement homogènes, c’est-à-dire avec une abondance constante peu importe la profondeur de l’atmosphère, ou chimiquement stratifiés. Leur échantillon se composait d’une vingtaine d’étoiles DAO de $T_{\text{eff}} \sim 80,000$ K à $\sim 45,000$ K. Résultat étonnant, les solutions homogènes correspondent mieux aux observations. Une seule étoile, PG 1305–017, semble montrer une atmosphère stratifiée. Elle a la température la plus froide de l’échantillon ($T_{\text{eff}} \sim 44,000$ K). Il est alors conclu que, en général, la diffusion chimique n’est pas le processus compétitif recherché.

Gianninas et al. (2010) ont analysé 29 DAO, majoritairement entre 100,000 et 60,000 K, à l’aide de modèles homogènes non-ETL (définition à la section 2.1.1) contenant majoritairement de l’hydrogène et de l’hélium, mais aussi des traces de métaux (CNO : carbone, azote, oxygène). Leurs solutions reproduisent très bien les observations et, encore une fois, l’atmosphère des étoiles semble homogène. Les auteurs indiquent que l’homogénéisation de l’hélium et l’hydrogène pourrait être provoquée par un phénomène appelé *vent stellaire*. En effet, la grande accélération radiative des métaux vers la surface pourrait provoquer de petites pertes (éjections) de masse. Par ce processus, l’hélium pourrait lui aussi être entraîné vers la surface. De tels vents stellaires se forment à partir d’une certaine température, nommée la *limite de vents*. Gianninas et al. (2010) la situent autour de $T_{\text{eff}} \sim 60,000$ K. Les

vents stellaires expliqueraient donc l’homogénéité des atmosphères d’étoiles hybrides au-dessus de cette température. Par contre, quatre étoiles dans l’échantillon de Bergeron et al. (1994) et de Gianninas et al. (2010) étaient plus froides que la limite de vents et semblaient aussi homogènes. L’analyse détaillée dans l’infrarouge des spectres de PG 1413+015, RE 1016–053 et RE 2013+400 révèlent que ces étoiles font toutes parties de systèmes binaires dégénérés DA+dM (une naine blanche riche en hydrogène et une étoile naine rouge riche en hélium). Les étoiles composant ces systèmes ne sont pas des hybrides et ont peu d’intérêt dans notre recherche de processus compétitifs. Également, de multiples observations révèlent que PG 1210+533 est une étoile spectroscopiquement variable. Cette étoile n’est pas encore tout-à-fait comprise. Nous pouvons donc ignorer ces quatre cas particuliers dans le cadre de notre projet.

Bref, la présence d’hélium à la photosphère peut être expliquée par la dilution convective pour $T_{\text{eff}} < 30,000$ K et par les vents stellaires pour $T_{\text{eff}} > 60,000$ K. À des températures entre $\sim 60,000$ et $\sim 30,000$ K, seule la stratification chimique demeure un processus compétitif plausible. Incidemment, PG 1305–017 est une des seules étoiles hybrides de l’échantillon de Gianninas et al. (2010) dont la température est comprise dans cette intervalle et elle est stratifiée.

Nous désirons prouver ou renforcer l’hypothèse de la stratification chimique comme processus compétitif principal entre 60,000 K et 30,000 K. Il s’agit de la motivation de ce projet.

Pour ce faire, il faudra tout d’abord développer une nouvelle génération de modèles chimiquement stratifiés (chapitre 2), car les derniers modèles datent d’il y a plus de 20 ans (Beauchamp, 1992). Un nouveau calcul de stratification chimique sera implémenté dans le programme standard de modèles d’atmosphère (Bergeron et al., 1991, 1995). Les dernières améliorations au calcul d’opacité (Tremblay & Bergeron, 2009) et toutes les raies d’hélium et d’hydrogène seront incluses. Nous produirons aussi des modèles homogènes, incluant ses améliorations, pour pouvoir comparer avec les modèles stratifiés.

Ensuite, il faudra trouver des étoiles naines blanches hybrides à des températures un peu plus froides que toutes les études précédentes (chapitre 3). En particulier, nous

voulons trouver des étoiles semblables à PG 1305–017, c’est-à-dire aux alentours de $T_{\text{eff}} \sim 44,000$ K. Puisque les étoiles hybrides stratifiées semblent, a priori, très rares, nous avons besoin du plus grand échantillon possible. Depuis les années 2000, un projet d’observation nommé le *Sloan Digital Sky Survey* a augmenté significativement le nombre d’étoiles naines blanches spectroscopiquement observées et rend publiques les données recueillies. Celui-ci rassemble maintenant plus de $\sim 38,000$ spectres d’étoiles naines blanches, alors que, avant le projet SDSS, la communauté scientifique n’avait accès qu’à ~ 2000 spectres de naines blanches. Nous fouillerons donc dans la base de données du SDSS pour composer un large échantillon d’étoiles hybrides.

Enfin, nous comparerons les modèles homogènes et stratifiés aux spectres de l’échantillon final (chapitre 4). D’une manière semblable à l’analyse de Bergeron et al. (1994), nous considérerons qu’une étoile possède une atmosphère stratifiée si la solution stratifiée reproduit bien le spectre observé. Nous verrons que les résultats se divisent en plusieurs catégories et nous discuterons des phénomènes physiques pouvant expliquer cette classification.

CHAPITRE 2

CALCUL DES MODÈLES D'ATMOSPHÈRE

Tout le rayonnement reçu lors de l'observation d'une étoile provient de son atmosphère. Plusieurs caractéristiques de celle-ci peuvent être déduites du rayonnement. On note, par exemple, la composition chimique, la température, la masse, le rayon, l'âge et la présence de champs magnétiques. Pour bien contraindre ces paramètres, il nous faut utiliser des modèles numériques très précis de l'atmosphère stellaire. L'atmosphère d'une étoile est une structure complexe et il n'est pas facile de la modéliser. Il nous faut utiliser les résultats de plusieurs domaines de la physique : physique atomique, mécanique quantique, physique des plasmas, hydrodynamique, etc. Un des défis particuliers de la modélisation est de réussir à bien prendre en compte l'interaction entre la matière et le rayonnement tentant de s'échapper de l'atmosphère. Le présent projet reprend les modèles d'atmosphère standard (section 2.1) qui avaient initialement été développés par Bergeron et al. (1991) et Bergeron et al. (1995). Ils contiennent aussi les améliorations mentionnées dans Tremblay & Bergeron (2009) et quelques autres portant sur la stratification chimique (section 2.2).

2.1 Le modèle standard

2.1.1 Hypothèses et approximations

Comme les modèles d'atmosphère sont complexes, il serait difficile, voire impossible, de les calculer sans quelques approximations appropriées. En voici quelques-unes :

- Les modèles ne dépendent pas explicitement du temps (statiques).
- L'atmosphère est plane, c'est-à-dire que la courbure locale est négligée. Cette approximation est valide si l'épaisseur de l'atmosphère est petite comparée au rayon de l'étoile, et c'est le cas pour les naines blanches ($R/R_* \sim 10^{-4}$). Seulement une variable en profondeur, z , qui augmente vers l'extérieur, est donc considérée.
- Le plasma atmosphérique est considéré comme un gaz parfait. L'approximation est valide particulièrement à haute température, comme dans le cadre de ce projet.

- L'étoile est en équilibre hydrostatique.
- Le flux est conservé à travers toute la profondeur de l'étoile.
- L'étoile est en équilibre thermodynamique local (ETL). Le gaz est tellement dense que les collisions entre particules thermalisent rapidement le milieu. Concrètement, cela veut dire que si l'atmosphère est divisée en sections, alors dans chacune d'elles (milieu local) toutes les particules interagissent rapidement ensemble et toute la matière de la section est décrite à l'aide d'une seule valeur de température, pression, densité électronique, etc. Cette approximation est justifiée dans le cas d'une naine blanche, car la haute densité implique des collisions très fréquentes entre les particules.

2.1.2 Équations de structure

Le gradient de pression contrebalance l'effondrement gravitationnel du gaz. Ce phénomène est décrit par l'équation d'équilibre hydrostatique (EH) :

$$\frac{dP}{dz} = -\rho(z)g \quad (2.1)$$

où P est la pression, z la profondeur géométrique qui augmente vers l'extérieur, ρ la densité de masse et g la gravité de surface.

Normalement, l'équation est écrite en termes de profondeur optique moyenne de Rosseland (τ_R) et d'opacité moyenne de Rosseland (κ_R) (voir section 2.1.4) :

$$\frac{dP}{d\tau_R} = \frac{g}{\kappa_R(z)} \quad (2.2)$$

Le flux d'énergie de couche en couche (l'atmosphère est divisée en 100 couches dans nos modèles) doit aussi être constant et conservé jusqu'à la surface. L'énergie transportée par radiation provient de l'absorption et de l'émission des photons d'une couche à l'autre de l'atmosphère. L'équation d'équilibre radiatif (ER) correspondant s'exprime comme :

$$\frac{dH_{\text{rad}}}{dz} = \frac{d}{dz} \int_0^\infty H_\nu d\nu = 0$$

$$\int_0^\infty \chi_\nu (S_\nu - J_\nu) d\nu = 0 \quad (2.3)$$

où ν est la fréquence, χ_ν l'opacité totale, S_ν la fonction source, J_ν l'intensité moyenne et H_{rad} le flux total radiatif.

Il existe d'autres formes de transport en plus du transport radiatif. Le transport convectif provient de mouvements macroscopiques de matière. Le transport conductif provient de la transmission de l'énergie cinétique d'une particule à son entourage par agitation thermique. La conduction ne sera pas considérée car elle est négligeable à $T_{\text{eff}} > 4000$ K. Si d'autres formes de transport sont présents, il faut remplacer l'ER par l'équation de conservation du flux. L'équation de Stefan-Boltzmann d'un corps noir exprime la quantité totale de flux émis par l'étoile selon sa température effective. La conservation du flux s'exprime donc comme :

$$H_{\text{rad}} + H_{\text{conv}} = \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{4\pi} \quad (2.4)$$

où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et H_{conv} est le flux total convectif.

Une couche est considérée convective si elle satisfait le critère d'instabilité de Schwarzschild qui oppose le gradient radiatif (∇_R) au gradient adiabatique (∇_{ad}) :

$$\nabla_R \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P} > \left. \frac{d \ln T}{d \ln P} \right|_{\text{ad}} \equiv \nabla_{\text{ad}} \quad (2.5)$$

Le gradient radiatif est une quantité qui mesure la rapidité avec laquelle la température augmente en allant vers les couches externes. Le gradient adiabatique est une mesure des propriétés du gaz selon un processus adiabatique, signifiant qu'aucun transfert de chaleur n'intervient entre la cellule convective et le milieu extérieur. Si cette équation est vérifiée, le transport convectif s'enclenche et des bulles de matières se déplacent dans l'atmosphère. Les températures effectives des modèles présentées dans ce projet sont très grandes ce qui favorise la stabilité convective et l'équilibre radiatif. Il sera par contre très important de vérifier l'influence de la convection si elle est présente, car celle-ci peut totalement changer le profil d'abondance chimique (section 2.2.3).

L'équation de transfert radiatif (ETR) décrit le changement d'intensité de la radiation

dû aux pertes et gains de l'interaction matière-lumière et sera utilisée dans le calcul de la structure thermodynamique et du flux émergent :

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial z} = -\chi_\nu I_\nu + \eta_\nu \quad (2.6)$$

où $\mu \equiv \cos \theta$ et θ est l'angle du faisceau lumineux par rapport à z , I_ν est l'intensité spécifique du faisceau, χ_ν est le coefficient d'extinction totale, qui, multiplié à I_ν , représente l'énergie enlevée du faisceau et η_ν est l'émissivité, qui correspond à l'énergie ajoutée au faisceau. Sous sa forme habituelle, l'équation devient :

$$\mu \frac{\partial I_\nu}{\partial \tau_\nu} = I_\nu - \frac{\eta_\nu}{\chi_\nu} \equiv I_\nu - S_\nu \quad (2.7)$$

où τ_ν est la profondeur optique monochromatique (reliée à la profondeur géométrique z par $d\tau_\nu = -\chi_\nu dz$) et S_ν est appelée la fonction source.

La fonction source s'exprime normalement sous la forme :

$$S_\nu = \epsilon_\nu B_\nu + (1 - \epsilon_\nu) J_\nu \quad (2.8)$$

où $\epsilon_\nu = \kappa_\nu / \chi_\nu$ dépend du calcul d'opacité et où B_ν est la distribution de Planck.

Ultimement, ce sont les quantités moyennes (par rapport à l'angle) qui seront d'intérêt. J_ν est l'intensité moyenne, H_ν est le flux d'Eddington et $P_{R\nu} = \frac{4\pi}{c} K_\nu$ est la pression de radiation :

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(z, \mu) d\mu \quad (2.9)$$

$$H_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(z, \mu) \mu d\mu \quad (2.10)$$

$$K_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} I_\nu(z, \mu) \mu^2 d\mu \quad (2.11)$$

L'ETR doit être calculée pour chaque angle μ , chaque fréquence ν et chaque point z de l'atmosphère. De plus, comme l'équation 2.8 représente une équation intégro-différentielle pour I_ν (car $S_\nu = S_\nu(J_\nu(I_\nu))$), l'ETR ne peut être résolue analytiquement. Il faut utiliser la méthode numérique de Feautrier (1964).

Finalemment, l'équation d'état est approximée comme étant celle d'un gaz parfait. Elle décrit la relation entre la pression gazeuse (la somme des pressions partielles des différents atomes, ions, électrons), le nombre de particules et la température.

$$P_g = P_e + P_{\text{ions}} = (N_e + N_{\text{ions}})kT \quad (2.12)$$

2.1.3 Calcul des populations

À l'ETL, tous les atomes et ions ont la même température et l'équation d'excitation de Boltzmann décrit les populations relatives des divers états d'excitation :

$$\frac{N_{ij}}{N_j} = w_{ij} \frac{g_{ij}}{U_j} e^{-\chi_{ij}/kT} \quad (2.13)$$

où i représente le niveau d'excitation et j l'état d'ionisation, k est la constante de Boltzmann, T est la température locale, g est la dégénérescence quantique (ou poids statistique) du niveau d'énergie, χ_{ij} est l'énergie d'excitation et $N_j = \sum_i N_{ij}$ est la population totale de l'ion considéré.

On définit la fonction de partition astrophysique comme :

$$U_j = \sum_i w_{ij} g_{ij} e^{-\chi_{ij}/kT} \quad (2.14)$$

où w_{ij} est la probabilité que le niveau i de l'ion j soit lié et $1 - w_{ij}$ est la probabilité que le niveau soit détruit par le plasma environnant. Ce formalisme a été développé par Hummer & Mihalas (1988) et prend en compte le fait que l'atome est entouré d'autres atomes, donc d'autres potentiels, qui perturbent les niveaux supérieurs d'énergie. Lorsque l'électron saute vers un niveau perturbé, il tombe dans le pseudo-continu (ionisation). w_{ij} dépend de la densité et de la température locale. L'avantage de ce formalisme est d'assurer une certaine continuité des différentes quantités physiques des modèles, en particulier l'opacité, puisqu'il n'y a pas de coupures brusques, mais bien une réduction graduelle de la probabilité des transitions liées. On s'assure aussi que la somme de la fonction de partition converge puisque les probabilités tendent vers 0 pour les niveaux supérieurs.

À l'ETL, tous les atomes ont la même température et l'équation d'ionisation de Saha décrit les populations relatives des divers états d'ionisation successifs ($j, j + 1$) :

$$\frac{N_{j+1}N_e}{N_j} = \frac{2U_{j+1}(T)}{U_j(T)} \left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_j^I/kT} \quad (2.15)$$

où N_e est la densité électronique, h est la constante de Planck, m_e est la masse d'un électron et χ_j^I l'énergie d'ionisation de l'ion j . La relation est généralisable pour des cas de dissociation moléculaire simple. Par exemple, pour $AB \Leftrightarrow A + B$, on retrouve aussi une équation de la forme $N_{AB} = N_A N_B \phi_{AB}$.

À l'aide de l'équation d'état (2.12), en imposant la neutralité électrique et en connaissant la température et la pression, il est possible de déterminer numériquement la densité électronique. Il faut aussi fixer une abondance relative des divers éléments chimiques présents dans l'atmosphère (dans ce projet, l'hydrogène et l'hélium). Normalement, un ratio $N(\text{H})/N(\text{He})$ est fixé à travers toute la profondeur de l'atmosphère. Cette hypothèse est appelée l'homogénéité de l'atmosphère et nous reviendrons sur celle-ci plus tard. Avec la densité électronique et l'abondance chimique, toutes les populations des états excités et ionisés peuvent être successivement trouvées à l'aide des équations de Boltzmann et de Saha, car tous les états sont reliés entre eux dans ces équations. Après cette étape, une image complète de la distribution de la matière locale est connue.

2.1.4 Opacité et émissivité

L'opacité est une mesure de la capacité du milieu à absorber ou diffuser le rayonnement. Elle dépend généralement de la température, de la pression et de la fréquence considérées. Elle dépend aussi des éléments présents dans l'atmosphère et de leurs populations respectives. Les processus créant l'opacité sont multiples : lié-lié, lié-libre, libre-libre, absorption par collision, diffusion Rayleigh, etc., et ce, pour tous les éléments présents dans l'atmosphère : HI, H⁻, HeI, HeII, H₂, He₂, etc. Rajoutons à cela la diffusion Thomson pour les électrons. Ce projet utilise les profils d'élargissement spectral décrit par Tremblay & Bergeron (2009) pour les processus liés-liés et le formalisme de Hummer & Mihalas (1988)

pour les processus liés-libres du pseudo-continu.

La quantité utilisée dans le reste des calculs est l'opacité monochromatique χ_ν qui se calcule à chaque fréquence ν :

$$\chi_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu \quad (2.16)$$

Où κ_ν représente la somme des contributions thermiques de toutes les sources d'opacités liées-liées, liées-libres et libres-libres de chaque ion, et σ_ν la somme de tous les processus de diffusion.

Il est utile de définir une opacité moyenne pour certains calculs. On utilise habituellement l'opacité moyenne de Rosseland qui se définit comme suit :

$$\frac{1}{\kappa_R} \equiv \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu} \quad (2.17)$$

Bien que peu réaliste, une simplification importante dans la résolution de l'équation du transfert radiatif peut être faite en posant un coefficient d'absorption moyen qui ne dépend pas de la fréquence. L'opacité moyenne de Rosseland est justement prise dans ce cas. Une atmosphère modélisée avec cette approximation est qualifiée de *grise*. Au contraire, une atmosphère *non grise* sera modélisée avec un calcul d'opacité monochromatique.

2.1.5 Calcul d'un modèle d'atmosphère

Le calcul d'un modèle d'atmosphère prend toujours comme entrées les trois paramètres suivants : température effective, gravité de surface et composition chimique. La stratégie décrite dans l'organigramme 2.1 est utilisée pour arriver au résultat final.

- Étape 0 : Un modèle approximatif de stratification en température et pression est créé à l'aide de l'approximation grise et l'approximation d'Eddington, qui consiste essentiellement à faire tous les calculs comme si on était profondément dans l'atmosphère ($\tau_\nu \gg 1$), pour dériver une structure de température simplifiée $T(\tau) = T_{\text{eff}} \left[\frac{3}{4} \left(\tau + \frac{2}{3} \right) \right]^{1/4}$. Ensuite, la structure en pression est calculée en résolvant l'équation d'équilibre hydrostatique (équation 2.2). C'est ce modèle qui est utilisé par la suite pour itérer vers une solution plus réaliste.

- Étape 1 : Puisque la température et la pression locale sont connues, la densité électronique et les populations des divers états excités et ionisés de chaque élément chimique sont calculées pour chaque couche grâce aux équations du gaz parfait, de Boltzmann et de Saha, telles que décrites à la section 2.1.3.
- Étape 2 : Nous connaissons l'état de la matière à chaque couche et les conditions physiques locales. La contribution de chaque élément chimique à l'opacité peut maintenant être calculée pour chaque fréquence et chaque couche. χ_ν est calculé tel que décrit à la section 2.1.4.
- Étape 3 : Il faut ensuite résoudre l'équation de transfert radiatif (section 2.1.2) à chaque fréquence et profondeur à l'aide de la méthode numérique de Feautrier. L'intensité moyenne J_ν , le flux d'Eddington H_ν et K_ν , qui est relié à la pression radiative, sont trouvés.
- Étape 4 : Par la suite, la condition de la conservation du flux est testée, telle que décrite à la section 2.1.2, à toutes les couches de l'atmosphère. Un modèle est convergé quand toutes les équations sont respectées et que la stratification en température et pression ne change plus, à l'intérieur d'un certain critère de convergence. Si le modèle est convergé, le programme est arrêté. Sinon, on passe à l'étape suivante.
- Étape 5 : Si la convergence n'est pas atteinte, la structure en température et pression doit être corrigée pour se rapprocher d'une meilleure solution, car tous les calculs découlent de ces paramètres. En combinant l'équation de transfert radiatif, d'équilibre hydrostatique et d'équilibre radiatif, nous pouvons former un système matriciel dont les deux variables indépendantes sont les corrections en pression δP et les corrections en température δT (Bergeron, 1988, Chapitre 3). Ce système peut être résolu par décomposition matricielle LU et on applique ensuite les corrections $T = T_0 + \delta T$ et $P = P_0 + \delta P$.

On retourne ensuite au début de la boucle itérative (étape 1). Le programme itère jusqu'à convergence.

En pratique, la méthode présentée ci-dessus est faite en deux étapes. Premièrement, un modèle gris est convergé en résolvant l'ETR avec l'approximation grise. Deuxièmement,

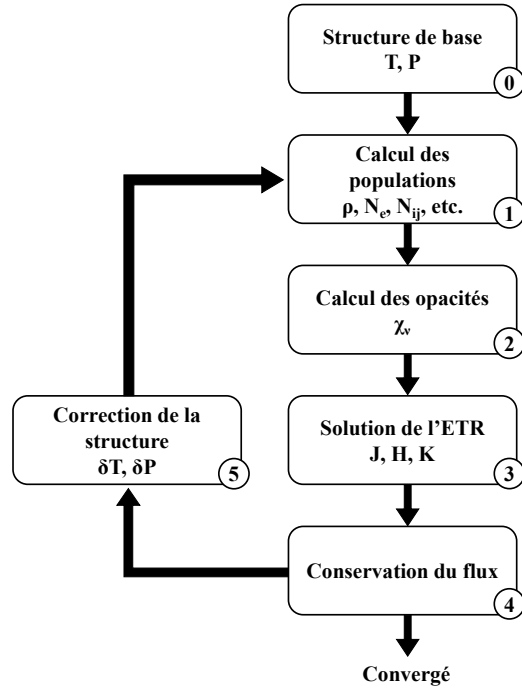


Figure 2.1 – Organigramme de stratégie de calcul de modèles d’atmosphère.

ce modèle gris est utilisé comme structure de départ (étape 0) pour un modèle non gris, qui tient compte de l’opacité monochromatique. Cette stratégie facilite grandement la convergence du modèle non gris, plus complexe, et est peu coûteuse en temps de calcul considérant la simplicité relative d’un modèle gris.

Bien que le calcul de la structure thermodynamique du modèle nous donne aussi directement le flux émergent de la naine blanche modélisée, il est plus avantageux de refaire ce calcul plus précisément en termes de fréquence. Pour accélérer le calcul des modèles, ~ 2000 points de fréquence sont utilisés, mais on peut reprendre la structure en température et pression du modèle convergé et recalculer à nouveau le flux d’Eddington H_ν — un spectre synthétique — à l’aide d’une grille beaucoup plus fine de ~ 8000 points de fréquence.

La procédure est répétée pour des modèles à diverses températures, gravités de surface et compositions chimiques pour obtenir une grille de modèles et une grille de spectres synthétiques. C’est cette grille de spectres qui sera comparée avec le flux observé d’une véritable naine blanche.

2.2 La stratification chimique

La première étape de ce projet a été d'ajouter au modèle d'atmosphère standard le calcul d'un profil d'abondance inhomogène résultant de la diffusion chimique. Cette section est dédiée à l'explication de l'implémentation et des conséquences de la stratification.

2.2.1 Théorie de la diffusion

Comme expliqué au chapitre 1, la diffusion chimique est un processus très rapide (Fontaine & Michaud, 1979) comparativement au temps de refroidissement des étoiles naines blanches. Donc, des équations stationnaires à l'équilibre des forces (champ électrique, gravité, gradient de concentration) peuvent être utilisées. En imposant la neutralité électrique et l'équilibre hydrostatique, en négligeant la diffusion thermique et la lévitation radiative et en considérant seulement 2 éléments chimiques, nous pouvons exprimer la vitesse de diffusion w_{12} à une profondeur r comme (Aller & Chapman, 1960) :

$$w_{12} = D_{12}(1 + y) \left[-\frac{\partial \ln c_2}{\partial r} + \frac{A_2 - A_1}{A_1 + yA_2} \frac{\partial \ln P}{\partial r} - \frac{A_2 Z_1 - A_1 Z_2}{A_1 + yA_2} \frac{eE}{kT} \right] \quad (2.18)$$

où $y = n_2/n_1 = p_2/p_1 = c_2/c_1$ est l'abondance relative des éléments, $c_2 = n_2/(n_1 + n_2) = p_2/(p_1 + p_2)$ est la concentration du deuxième élément, r est la profondeur géométrique, e la charge électronique, E le champ électrique et D_{12} le coefficient de diffusion. Z_i et A_i sont respectivement la charge moyenne et la masse atomique des éléments considérés.

Avec les mêmes conditions, Montmerle & Michaud (1976) montrent que le champ électrique est :

$$eE = m_p g \frac{Z_1 A_1 + Z_2 A_2 y}{Z_1(Z_1 + 1) + Z_2(Z_2 + 1)y} \quad (2.19)$$

où m_p est la masse du proton.

À l'équilibre, la vitesse est nulle ($w_{12} = 0$) et les équations sont combinées pour trouver :

$$\frac{\partial \ln c_2}{\partial r} = (A_1 + yA_2)^{-1} \frac{\partial \ln P}{\partial r} \left[A_2 - A_1 + \frac{(A_2 Z_1 - A_1 Z_2)(Z_1 A_1 + Z_2 A_2 y)(1 + Z_1 + y(1 + Z_2))}{(Z_1(Z_1 + 1) + Z_2(Z_2 + 1)y)(A_1 + yA_2)} \right] \quad (2.20)$$

L'équation est normalement exprimée en termes de pression plutôt qu'en profondeur. $x = \ln P$ est utilisé à la place de r . L'atmosphère est supposée composée d'hydrogène complètement ionisé ($A_1 = 1$, $Z_1 = 1$) et d'hélium ($A_2 = 4$, $Z_2 = \gamma$). γ varie entre 1 et 2. Jordan & Koester (1986) montrent sous de telles conditions que :

$$\frac{dy}{dx} = -\frac{y(6y + 3(\gamma + 1))}{y + 4} + \frac{y(\gamma - 1)(2y + \gamma + 1)}{2y + \gamma(\gamma + 1)} + \frac{y + 4\gamma}{y + 4} + \frac{\gamma}{2y + \gamma + 1} \frac{d \ln y}{dx} \quad (2.21)$$

Vennes & Fontaine (1992) montrent qu'il est possible de trouver analytiquement des solutions pour deux cas spécifiques, $\gamma = 1$ et $\gamma = 2$ (voir figure 2.2). Elles nous donnent une idée de la distribution de l'hydrogène selon la pression, mais laisser le γ varier résulterait en une solution plus réaliste. Il est possible de solutionner l'équation numériquement dans un tel cas. Par contre, un point doit être connu dès le début du calcul numérique. Ce sera la constante de normalisation de la solution. Ce point doit, bien sûr, être en lien avec la masse d'hydrogène qui est donnée en entrée du modèle. Un point P_0 où $y(m_0 = P_0/g) = 1$ est posé. Pour le calculer, la masse d'hydrogène des deux solutions analytiques est intégrée, ce qui donne :

$$q_H \equiv \frac{M_H}{M_*} = K \frac{4\pi G}{g^2} P_0 \quad (2.22)$$

où $K = 1$ si $\gamma = 1$, et $K = 1.3$ si $\gamma = 2$. En pratique, la moyenne des deux solutions est utilisée et l'erreur est en-dessous de 10% (Vennes & Fontaine, 1992).

2.2.2 Résolution et implémentation de l'équation de stratification chimique

Une valeur de q_H est donnée en entrée du modèle. Ensuite, l'équation 2.22 est utilisée pour trouver P_0 , le point de référence où $y(P_0) = 1$. La température et la pression locale sont connues à ce moment du calcul. On a toutes les informations nécessaires en main. L'équation de profil d'abondance à γ variable est solutionnée avec la méthode qui suit.

Tout d'abord, le γ local, la charge moyenne de l'hélium, est calculé. Le nombre d'électrons provenant des ions d'hélium, C_e , est divisé par le nombre total d'ions d'hélium, C_{He} .

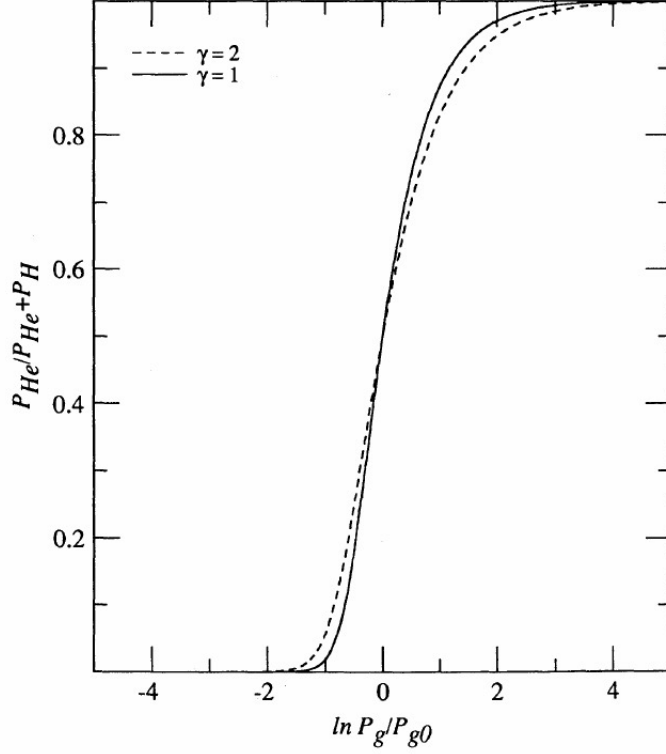


Figure 2.2 – La pression relative de l'hélium selon la pression totale gazeuse P_g . Ce profil universel, normalisé au point P_{g0} , dépend uniquement de l'ionisation de l'hélium, γ (Vennes & Fontaine, 1992).

L'apport d'électrons de l'hélium neutre est nul. Ce qui nous donne :

$$\gamma = \frac{C_e}{C_{\text{He}}} = \frac{N_{\text{He}_2^+} + 2N_{\text{HeIII}} + N_{\text{HeII}}}{2N_{\text{He}_2^+} + N_{\text{HeIII}} + N_{\text{HeII}} + N_{\text{HeI}}} \quad (2.23)$$

Le numérateur et le dénominateur sont divisés par N_{HeII} et le tout est réexprimé avec les équations de Saha (éq.2.15) pour trouver l'expression finale utilisée dans le programme :

$$\gamma = \frac{1 + N_{\text{He}_2^+}/N_{\text{HeII}} + 2N_{\text{HeIII}}/N_{\text{HeII}}}{1 + 2N_{\text{He}_2^+}/N_{\text{HeII}} + N_{\text{HeIII}}/N_{\text{HeII}} + N_{\text{HeI}}/N_{\text{HeII}}}$$

$$\gamma = \frac{1 + (\phi_{\text{He}_2^+})N_{\text{HeI}} + 2/(\phi_{\text{HeII}}N_e)}{1 + 2(\phi_{\text{He}_2^+})N_{\text{HeI}} + 1/(\phi_{\text{HeII}}N_e) + \phi_{\text{HeI}}N_e}$$

Enfin, l'équation 2.21 doit être résolue. Au préalable, les termes sont réorganisés :

$$\frac{1}{y} \frac{dy}{dx} = \frac{-6y - 3(\gamma + 1)}{y + 4} + \frac{(\gamma - 1)(2y + \gamma + 1)}{2y + \gamma(\gamma + 1)} \cdot \left[\frac{y + 4\gamma}{y + 4} + \frac{\gamma}{2y + \gamma + 1} \frac{d \ln \gamma}{dx} \right]$$

$$\frac{1}{y} \frac{dy}{dx} = \frac{2y^2\gamma - 14y^2 + 3y\gamma^2 - 20y\gamma - 7y + \gamma^3 - 6\gamma^2 - 7\gamma}{(y + 4)(2y + \gamma^2 + \gamma)} + \frac{\gamma(\gamma - 1) \frac{d \ln \gamma}{dx}}{2y + \gamma(\gamma + 1)}$$

$$\frac{d \ln y}{dx} = \underbrace{\frac{(2y + \gamma + 1)(y + \gamma)(\gamma - 7)}{(y + 4)(2y + \gamma^2 + \gamma)}}_A + \underbrace{\frac{\gamma(\gamma - 1) \frac{d \ln \gamma}{dx}}{2y + \gamma(\gamma + 1)}}_B$$

Pour le reste des calculs, γ est considéré comme ne changeant pas drastiquement entre les couches et changeant peu au total. Cette approximation a été utilisé dans plusieurs autres recherches sur le sujet, dont entre autres Vennes & Fontaine (1992). γ oscille entre 1 et 2. Les tests nous révèlent que typiquement, le ratio B/A est très petit ($\ll 10^{-4}$), car le terme $d \ln \gamma / dx$ est presque nul. B peut donc être négligé pour la résolution de l'équation. Chaque côté est intégré :

$$\frac{d \ln y}{dx} = A$$

$$\int A^{-1} d \ln y = \int (yA)^{-1} dy = x + C$$

où C est la constante d'intégration. L'intégrale nous donne :

$$\frac{4 \ln y + (\gamma - 7) \ln(2y + \gamma + 1) + (4 - \gamma) \ln(y + \gamma)}{\gamma - 7} = x + C$$

La fonction F est ensuite définie :

$$F(y, \gamma) \equiv 4 \ln y + (\gamma - 7) \ln(y + (\gamma + 1)/2) + (4 - \gamma) \ln(y + \gamma) = (\gamma - 7)(x + C + \ln 2)$$

Nous savons qu'à $y = 1$, $P = P_0$. Le point de référence pour la résolution, F_0 , est défini comme suit :

$$F_0 \equiv F(y = 1, \gamma) = 0 + (\gamma - 7) \ln((\gamma + 3)/2) + (4 - \gamma) \ln(1 + \gamma) = (\gamma - 7)(\ln P_0 + C + \ln 2)$$

La constante d'intégration est éliminée en soustrayant les deux équations et la formule finale qui sera résolue numériquement est enfin trouvée :

$$F(y, \gamma) - F_0 = (\gamma - 7) \ln(P/P_0)$$

$$F(y, \gamma) = (\gamma - 7) \ln(P/P_0) + F_0$$

La méthode numérique de Newton est utilisée pour trouver le zéro d'une fonction. Il faut justement définir une fonction qui a un zéro :

$$G(\ln y) \equiv F(y, \gamma) - F_0 - (\gamma - 7) \ln(P/P_0) = 4 \ln y + (\gamma - 7) \ln(y + (\gamma + 1)/2) + (4 - \gamma) \ln(y + \gamma) - F_0 - (\gamma - 7) \ln(P/P_0)$$

Il faut trouver y_r qui est le zéro de la fonction. C'est la seule valeur possible de y , car G doit être nul pour respecter l'équation de diffusion :

$$G(\ln y_r) \approx 0$$

La relation de Newton est utilisée pour qu'à chaque itération n , une solution y_{n+1} , qui s'approche encore plus du zéro, soit trouvée :

$$(\ln y)_{n+1} = (\ln y)_n - \frac{G((\ln y)_n)}{G'((\ln y)_n)}$$

À chaque couche i du modèle, la pression locale P_i et γ sont connus. P_0 et F_0 sont des constantes qui dépendent uniquement de la composition chimique et de la gravité de surface données comme entrées au modèle. Un algorithme semblable à celui qui suit peut donc être utilisé pour trouver le y local. À peu près n'importe quelle valeur de y peut être prise et il y a toujours convergence vers la bonne solution, mais typiquement la valeur de la couche d'en dessous sera prise pour accélérer le processus. La variable $z = \ln y$ est utilisée,

car $G = G(\ln y)$, et le pseudo-code correspondant à l'algorithme est :

○ Tant que $(|\Delta z_i/z_i| > 10^{-6})$ faire :

$$G \leftarrow 4 \ln(y_i) + (\gamma - 7) \ln(y_i + (\gamma + 1)/2) + (4 - \gamma) \ln(y_i + \gamma) - (\gamma - 7) \ln(P_i/P_0) - F_0$$

$$G' \leftarrow y_i \left[\frac{4}{y_i} + \frac{\gamma - 7}{y_i + (\gamma + 1)/2} + \frac{4 - \gamma}{\gamma + y_i} \right]$$

$$\Delta z_i \leftarrow -G/G'$$

$$z_i \leftarrow z_i + \Delta z_i$$

$$y_i \leftarrow e^{z_i}$$

Fin de la boucle.

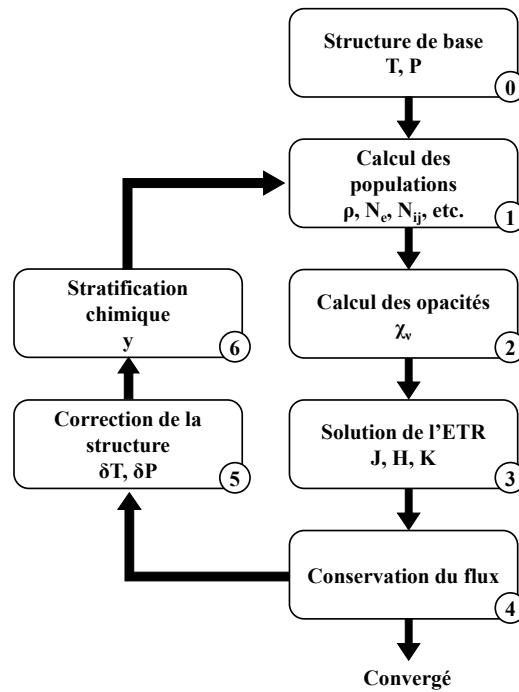


Figure 2.3 – Organigramme de stratégie de calcul de modèles d'atmosphère chimiquement stratifiée.

Il ne reste qu'à intégrer ce calcul dans notre stratégie globale présentée à la section 2.1.5. La stratification chimique doit être calculée avant d'évaluer les populations des différents états, qui dépendent de la composition chimique à chaque couche du modèle. La stratification doit donc être mise à jour après avoir corrigé la température et la pression,

et elle ne doit plus changer jusqu'à la prochaine correction (voir figure 2.3).

De plus, un critère sur la convergence du modèle est ajouté : la mise à jour de la stratification ne doit changer presque rien à la stratification calculée à l'itération précédente. Bien que la stratification chimique ajoute un degré de liberté au modèle, elle est quand même contrainte en seulement quelques itérations de plus.

2.2.3 Caractéristiques des modèles stratifiés

2.2.3.1 Espace des paramètres

Explorer l'espace des paramètres est essentiel pour bien comprendre les caractéristiques des modèles stratifiés. Il y a trois paramètres principaux dans un modèle, les deux premiers étant la gravité de surface g et la température effective T_{eff} . Le paramètre de composition chimique pour les modèles homogènes est $N(\text{He})/N(\text{H})$. Par contre, pour les modèles stratifiés, nous utilisons plutôt la quantité totale d'hydrogène dans l'enveloppe, définie comme $q_{\text{H}} = M_{\text{H}}/M_*$, où M_{H} est la masse totale d'hydrogène et M_* est la masse de l'étoile.

Tout d'abord, regardons le modèle typique à $\log g = 8$ et $\log q_{\text{H}} = -16.5$. Bien que les spectres stratifiés et homogènes soient différents, les changements provoqués par une variation de température sont semblables (voir figures 2.4 et 2.5). Dans les deux cas, il y a bien une augmentation de la force de la raie HeII $\lambda 4686$ et une diminution des raies de Balmer de l'HI avec une augmentation de la température, synonyme de l'ionisation de l'hélium et de l'hydrogène.

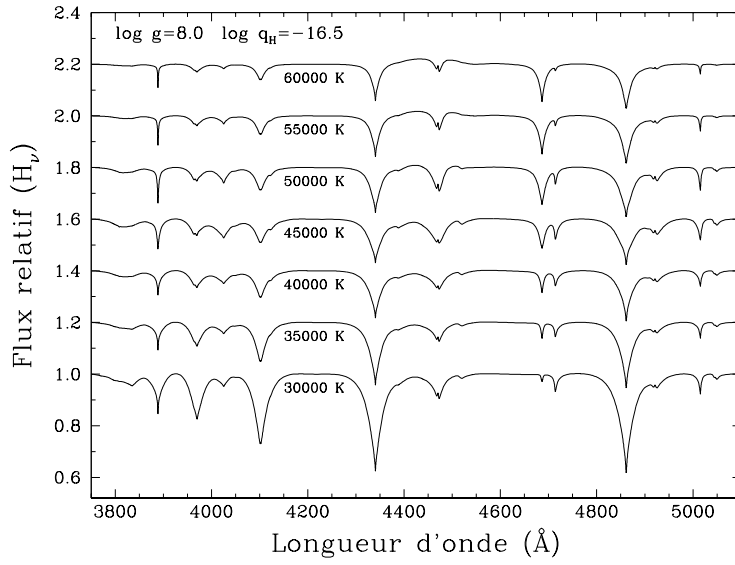


Figure 2.4 – Influence de la variation de la température effective sur les spectres stratifiés à $\log g = 8$ et $\log q_H = -16.5$. Les spectres synthétiques sont normalisés et décalés verticalement entre eux.

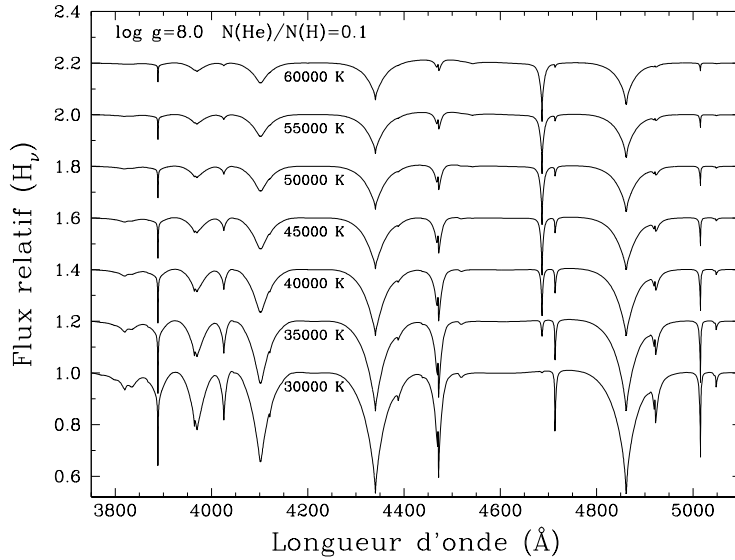


Figure 2.5 – Influence de la variation de la température effective sur les spectres homogènes à $\log g = 8$ et $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.1$. Les spectres synthétiques sont normalisés et décalés verticalement entre eux.

La figure 2.6 montre la distribution d'hydrogène provenant de la résolution de l'équation de stratification chimique à diverses quantités d'hydrogène. La *transition* de ce profil se situe dans la zone où l'abondance relative d'hydrogène passe rapidement de 1 à 0. C'est à cet endroit qu'on retrouve simultanément de l'hélium et de l'hydrogène. Tel que prévu, la zone de transition se déplace selon q_H . Aux extrêmes, soit beaucoup d'hydrogène ou très peu, la transition ne se situe pas dans la zone de formation des raies ($\tau_R \sim 1$) et on ne devrait voir que des traces d'hydrogène ou que des traces d'hélium dans les spectres synthétiques correspondants.

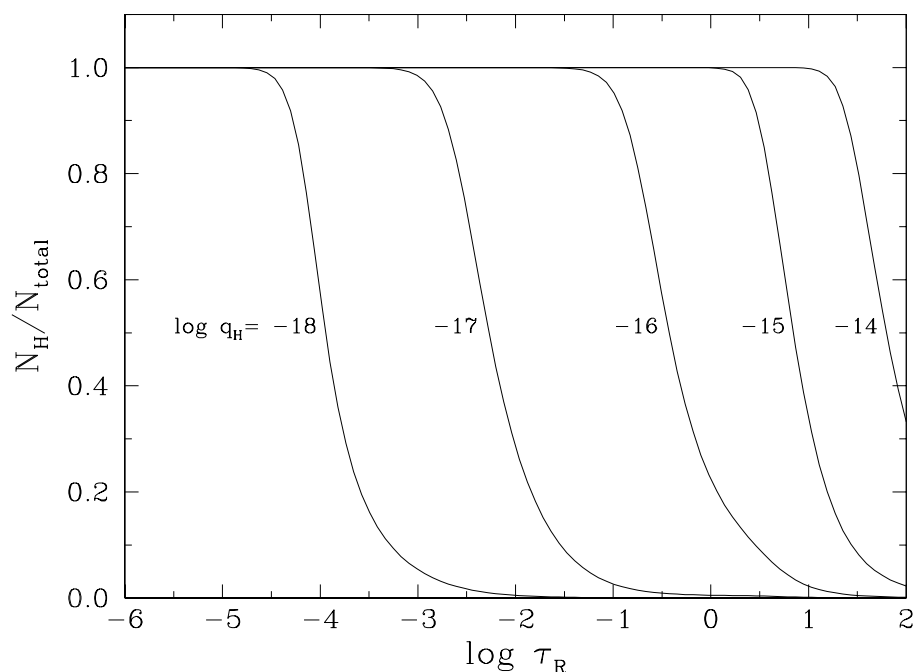


Figure 2.6 – Influence de la variation de la quantité totale d'hydrogène sur le profil d'abondance des modèles stratifiés à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K et $\log g = 8.0$.

La figure 2.7 montre les différents spectres stratifiés correspondants aux profils d'abondance des modèles de la figure 2.6. Nous pouvons constater que les spectres stratifiés ont bien comme limite en composition chimique des spectres quasi-purs, et donc identiques à des spectres homogènes. La région d'intérêt pour trouver des étoiles naines blanches stratifiées à cette température se situe entre $\log q_{\text{H}} = -17.5$ et -15.5 pour $\log g = 8$, car au-delà de ça il sera impossible de discriminer directement entre un profil stratifié ou homogène.

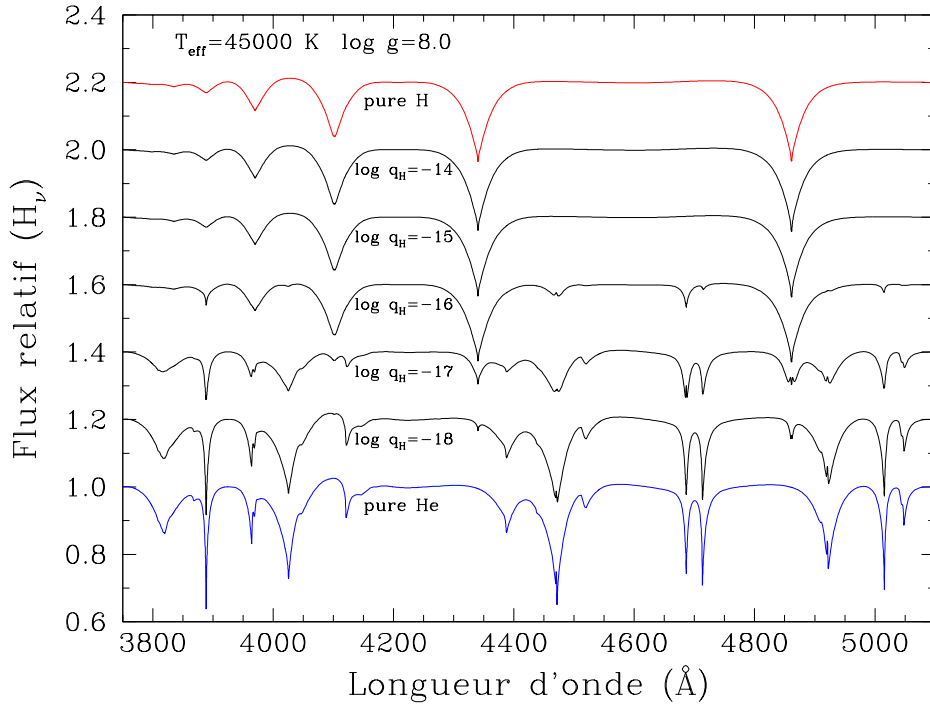


Figure 2.7 – Influence de la variation de la quantité totale d'hydrogène sur les spectres stratifiés à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K et $\log g = 8.0$. Tous les spectres synthétiques sont normalisés et décalés verticalement entre eux. En rouge, un spectre homogène pure d'hydrogène et, en bleu, un spectre homogène pure d'hélium. Les spectres stratifiés sont en noir.

La variation en gravité de surface provoque des différences importantes dans le spectre à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K et $\log q_{\text{H}} = -16.5$ (voir figure 2.8). La gravité de surface, par l'équation d'équilibre hydrostatique, modifie directement la structure en pression. Comme l'échelle de pression utilisée par l'équation de diffusion chimique change, le profil $N_{\text{H}}/N_{\text{tot}}$ change lui aussi. C'est ce qui explique la transition d'un spectre synthétique DOBA à DAO alors que la quantité d'hydrogène dans le modèle ne change pourtant pas. Il faudra donc tenir compte de la gravité pour bien interpréter les spectres observés plus tard.

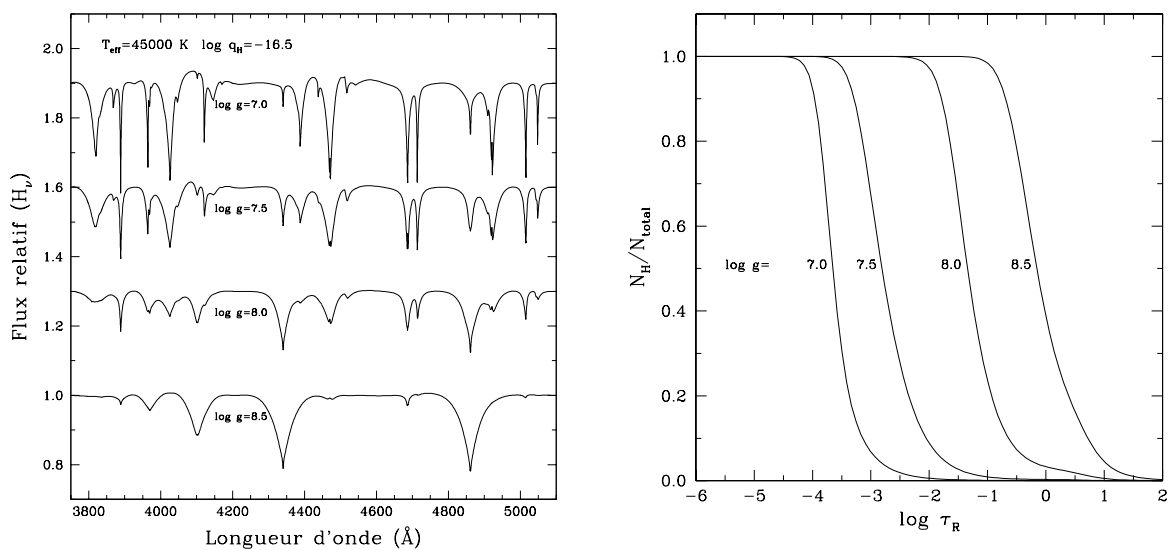


Figure 2.8 – Influence de la variation de la gravité de surface sur les modèles stratifiés à $\log q_{\text{H}} = -16.5$ et $T_{\text{eff}} = 45,000$ K. À gauche : tous les spectres synthétiques stratifiés sont normalisés et décalés verticalement entre eux. À droite : la distribution de l'hydrogène des modèles stratifiés correspondants.

2.2.3.2 Inversion de température

Dans plusieurs des spectres présentés ci-dessus, il y a des raies en émission au centre de raies en absorption. Il s'agit normalement d'une conséquence d'une inversion de température. En effet, des inversions sont présentes dans les structures en température des modèles stratifiés (voir figure 2.9), en particulier pour de faibles quantités d'hydrogène ($\log q_H \lesssim -17$ pour $\log g = 8$) et $T_{\text{eff}} \lesssim 50,000$ K.

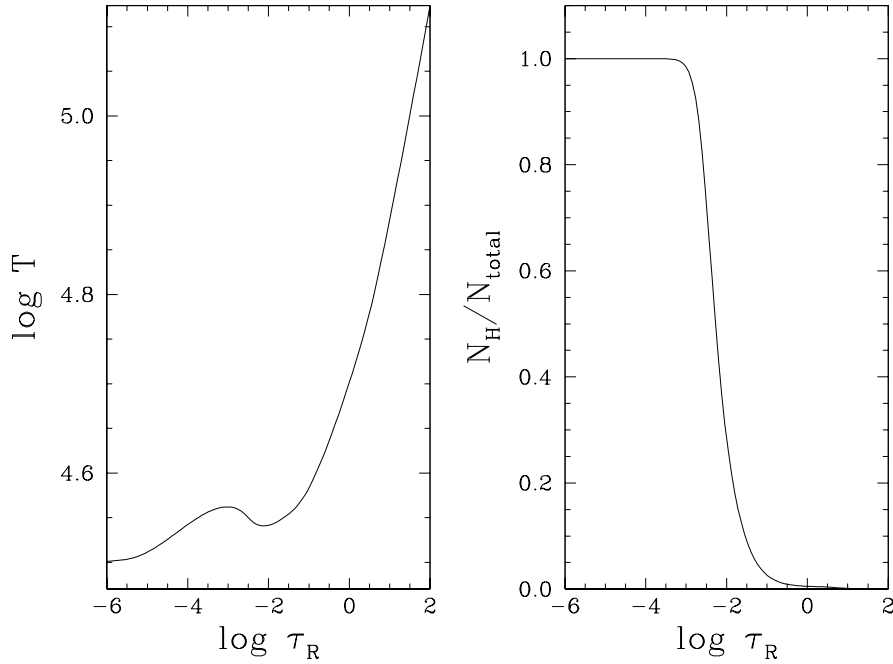


Figure 2.9 – Un exemple d'inversion de température. Le modèle est à $\log q_H = -17$, $\log g = 8$ et $T_{\text{eff}} = 45,000$ K.

Les inversions de température sont normalement observées dans les modèles hors-ETL. Bien qu'étant à l'ETL, l'inversion de température peut être expliquée s'il y a un changement très rapide des sources d'opacité dans les régions optiquement minces de l'atmosphère (voir Dumont & Heidmann, 1973). C'est le cas ici, parce que le profil d'abondance chimique force un changement rapide entre des couches complètement composées d'hélium et des couches complètement composées d'hydrogène à une petite profondeur optique. Malgré tout, de véritables tests avec des modèles hors-ETL seraient nécessaires pour confirmer hors de tout doute ces structures.

2.2.3.3 Présence de zones convectives

Une des hypothèses importantes de l'implémentation de la stratification a été l'imposition d'une atmosphère complètement radiative. Il faut vérifier *a posteriori* si cette hypothèse est valide ou non, car le mélange convectif à travers plusieurs couches homogénéiserait des parties du profil d'abondance. Pour ce faire, il faut calculer la vitesse de diffusion et la vitesse de déplacement des bulles convectives. Il faut ensuite considérer que si la vitesse de convection est plus grande que la vitesse de diffusion, alors la matière locale est homogénéisée. Malheureusement, puisque les équations de diffusion étaient résolues en imposant une vitesse de diffusion nulle, nous n'avons aucune information sur celle-ci. Nous pouvons tout de même proposer d'autres critères approximatifs pour vérifier si l'atmosphère a été convectivement homogénéisée. Lors du calcul des modèles stratifiés, le critère d'instabilité de Schwarzschild et le flux convectif sont calculés. Par contre, ce dernier n'est pas appliqué puisque nous considérons l'atmosphère complètement radiative. Il sera donc nommé H_{cv} , le flux convectif *virtuel*. Les critères d'homogénéisation convective proposés sont alors :

1. Le flux convectif virtuel est non négligeable ($H_{cv} > 10^{-7} H_{total}$) d'une couche i à une couche j .
2. Sur au moins 3 couches ($|i - j| \geq 3$)
3. L'abondance du modèle stratifié change beaucoup de la couche i à j , c'est-à-dire que $|Y_j - Y_i| \geq 0.05$ où $Y_i = N_i(H)/N_i(total)$. Cette valeur est arbitraire, mais semble une bonne limite considérant que Y varie entre 1 et 0.

Si ces critères sont respectés, alors une zone convective est considérée comme étant dans la zone de transition du profil d'abondance chimique (plus ou moins aux alentours de P_0) et celui-ci aurait été homogénéisé à un endroit critique, ce qui changerait drastiquement son allure. Ces critères sont pessimistes, au sens où la diffusion pourrait peut-être survivre dans des zones convectivement faibles. Ils ont l'avantage de ne pas considérer les zones convectives qui se trouvent dans les extrémités du profil chimique, des régions déjà quasi-homogènes uniquement dominées soit par l'hydrogène ou l'hélium, où le mélange ne changerait rien. Les calculs sont faits pour tous les modèles et les résultats sont présentés

à la figure 2.10. On en conclut que l’hypothèse radiative est justifiable à haute température, ou pour des valeurs de q_H très grandes ou très faibles. C’est ce qui était attendu. Notons que dans Vennes & Fontaine (1992) un calcul semblable indiquait que la convection pouvait homogénéiser le profil des modèles à $\log g = 8$ pour des $\log q_H$ de -17 à -15 et des températures allant de $30,000$ K jusqu’à $60,000$ K. Dans Jordan & Koester (1986), on disait plutôt qu’un seul modèle entre $T_{\text{eff}} = 30,000$ K et $60,000$ K était affecté par la présence de cellules convectives dans la zone de transition. Nos résultats se situent donc entre ceux de ces articles. La consultation de cette figure sera importante lors de l’analyse, car certains modèles clés de ce projet (par exemple $\log g = 8$, $\log q_H = -16.5$ et $T_{\text{eff}} = 45,000$ K) s’approchent des points considérés convectivement homogénéisés.

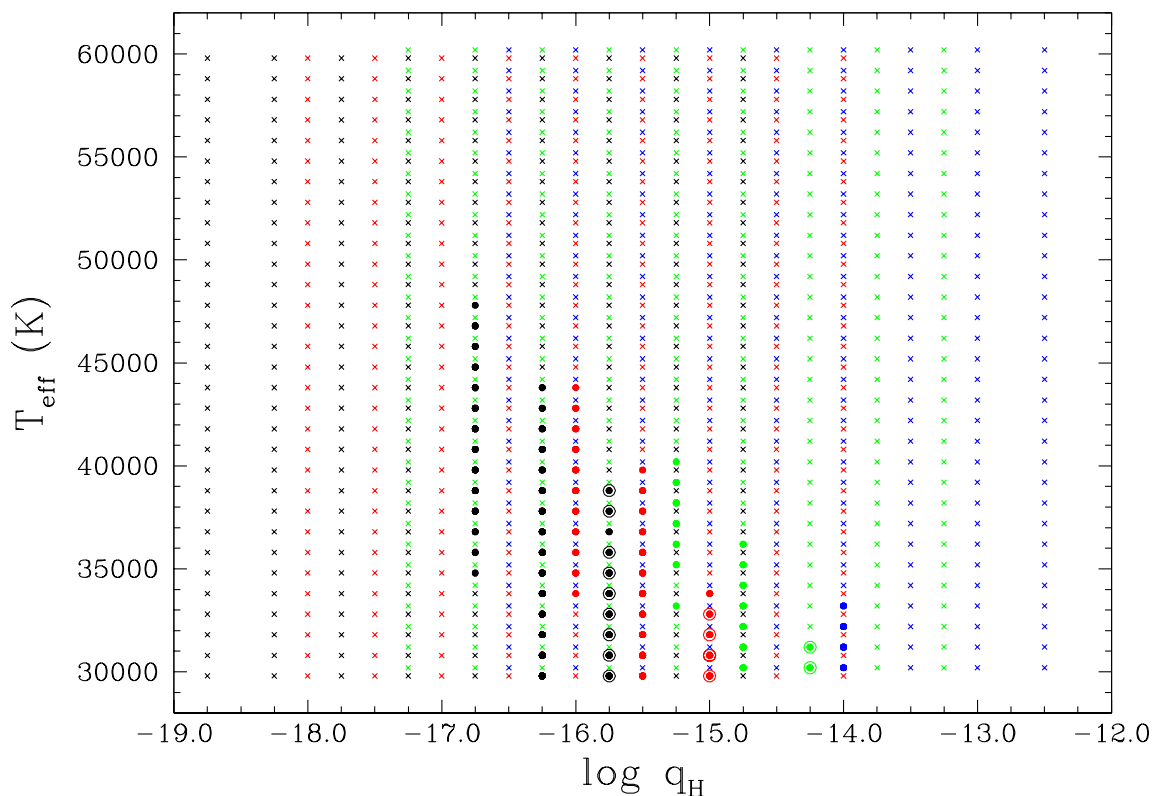


Figure 2.10 – La présence de l’homogénéisation du profil d’abondance par mélange convectif. Les couleurs représentent la gravité de surface, $\log g = 7.0$ (bleu), 7.5 (vert), 8.0 (rouge), 8.5 (noir). Les croix indiquent des modèles sans homogénéisation convective. Les points indiquent les modèles où l’homogénéisation convective est présente en haut ou dans la couche de transition où $P = P_0$. Les points encadrés indiquent les modèles où l’homogénéisation convective est présente en haut et en bas de la couche de transition.

2.2.4 Comparaisons avec les anciens modèles

Une des premières étapes de ce projet a été de comparer les nouveaux modèles avec les anciens modèles de Beauchamp (1992), qui est une des dernières études de l'Université de Montréal à avoir exploré le sujet de la stratification chimique de l'atmosphère. Tout d'abord, nous voulons nous assurer que les nouveaux modèles sont relativement semblables et qu'aucune erreur majeure ne s'est glissée dans nos calculs. Mais nous voulons aussi voir les différences causées par l'implémentation d'une physique plus récente.

Comparons des modèles chimiquement homogènes à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K, $\log g = 8$ et $N(\text{He})/N(\text{H}) = 0.1$. Il s'agit de paramètres typiques pour les étoiles recherchées dans le cadre de ce projet. Analysons tout d'abord le flux émergent du modèle. Ce flux sort directement du calcul de la structure thermodynamique et utilise la même grille de points de fréquence rudimentaire, contrairement au flux du spectre synthétique qui est issu d'une grille de points de fréquence beaucoup plus fine (voir 2.1.5). Le flux dans l'ultraviolet ($\lambda < 1700\text{\AA}$) sera étudié car c'est dans cette région que se trouve le pic de flux pour une étoile naine blanche chaude. En termes de fréquence, $\sim 80\%$ du flux du modèle analysé provient de l'UV. Le flux total étant fixe, de petites différences dans le flux UV peuvent donc introduire de grandes différences dans le flux du visible. Tout de suite, plusieurs problèmes peuvent être identifiés dans les anciens calculs (voir figure 2.11) : le flux est en dents de scie et certaines raies d'hélium ionisé (hydrogénoïde) sont absentes. En fait, dû aux contraintes numériques de l'époque, la grille de fréquence pour le calcul de la structure des anciens modèles se composait d'aussi peu que 461 points, ce qui explique le flux en dents de scie. Les calculs de structure des modèles de ce projet utilisent une grille de 1745 points, soit presque 4 fois plus de points qu'avant, ce qui règle ce problème. Par contre, il y a bien quelques points aux fréquences des raies d'HeII et on ne les voit pourtant pas.

Regardons alors les spectres synthétiques dans l'ultraviolet (voir figure 2.12) car ceux-ci ont des grilles de points de fréquence beaucoup plus fines : 1277 points pour Beauchamp (1992) et 7547 points pour nos modèles. Il y a plusieurs points autour des raies d'hélium ionisé. Force est de constater que le problème des raies manquantes des anciens modèles n'est pas causé par une grille de points de fréquence trop rudimentaire. En fait, en consul-

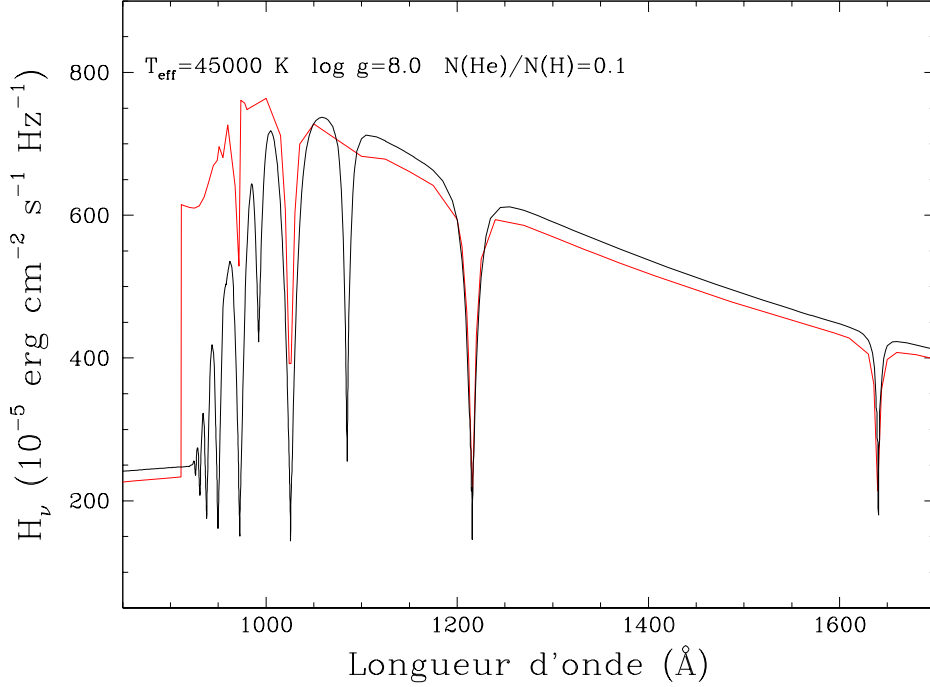


Figure 2.11 – Comparaison des flux sortants dans l’ultraviolet des modèles de ce projet (en noir) et de ceux de Beauchamp (1992) (en rouge) en fonction de la longueur d’onde.

tant le code original, on peut s’apercevoir qu’à l’époque les profils de raies d’hélium étaient mal connus. Seules les raies d’HeII $\lambda 1640 \text{ \AA}$ et $\lambda 4686 \text{ \AA}$ avaient été implémentées à partir de Schoening & Butler (1989). Maintenant, toutes les autres raies d’HeII ont été implémentées dans le programme de modèles d’atmosphère, les transitions liées-liées des atomes hydrogénoïdes étant relativement bien connues. Les transitions du niveau $n \in [1, 5]$ à $m \in [n + 1, n + 10]$ ont été considérées dans nos calculs. De plus, de meilleurs profils de raies sont utilisés pour l’hydrogène. Tremblay & Bergeron (2009) ont amélioré les calculs d’élargissement Stark en combinant de manière cohérente le formalisme de Hummer & Mihalas (1988), les perturbations non-idéales provenant des protons et électrons et la théorie unifiée de l’élargissement Stark de Vidal et al. (1970). Notons aussi que la nouvelle grille de points de fréquence contient 6 fois plus de points qu’avant et échantillonne donc bien mieux toutes les raies. Malgré toutes ces améliorations, les différences observées sur le spectre final dans le visible ne sont pas majeures (voir figure 2.13). Les modèles de Beauchamp (1992) demeurent valides dans le visible, mais les modèles utilisés pendant ce projet seront plus précis et fidèles aux observations, et ce, à toutes les longueurs d’onde.

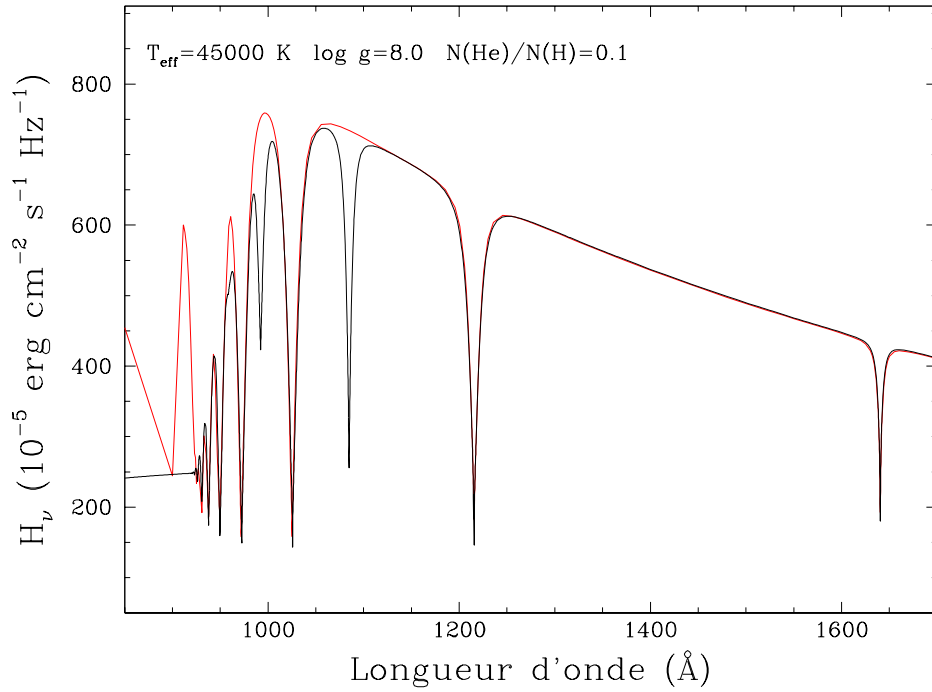


Figure 2.12 – Comparaison des spectres synthétiques dans l’ultraviolet de ce projet (en noir) et de ceux de Beauchamp (1992) (en rouge) en fonction de la longueur d’onde.

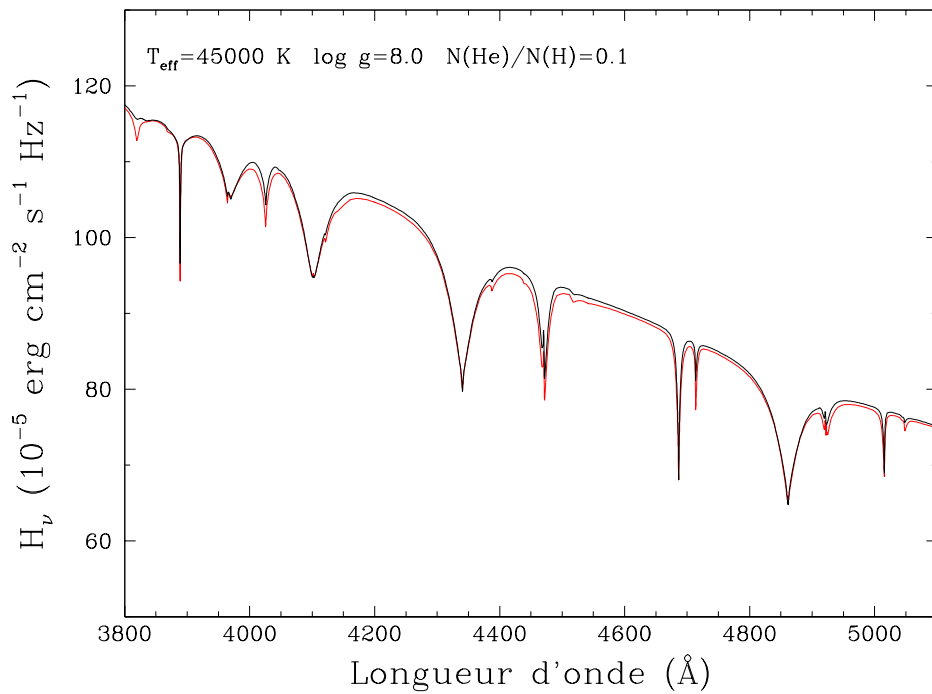


Figure 2.13 – Comparaison des spectres synthétiques dans le visible de ce projet (en noir) et de ceux de Beauchamp (1992) (en rouge) en fonction de la longueur d’onde.

Les structures en température et pression des anciens et nouveaux modèles homogènes sont très semblables (voir figure 2.14). La structure en température diffère à partir de $\log \tau_R = -3$, mais il ne devrait pas y avoir de changement majeur au niveau du spectre car la région de formation des raies se situe aux alentours de $\log \tau_R = 0$. Cette différence est due à l'absence de raies d'HeII et aux mauvais profils de raies de l'époque, comme on l'a vu dans les figures précédentes.

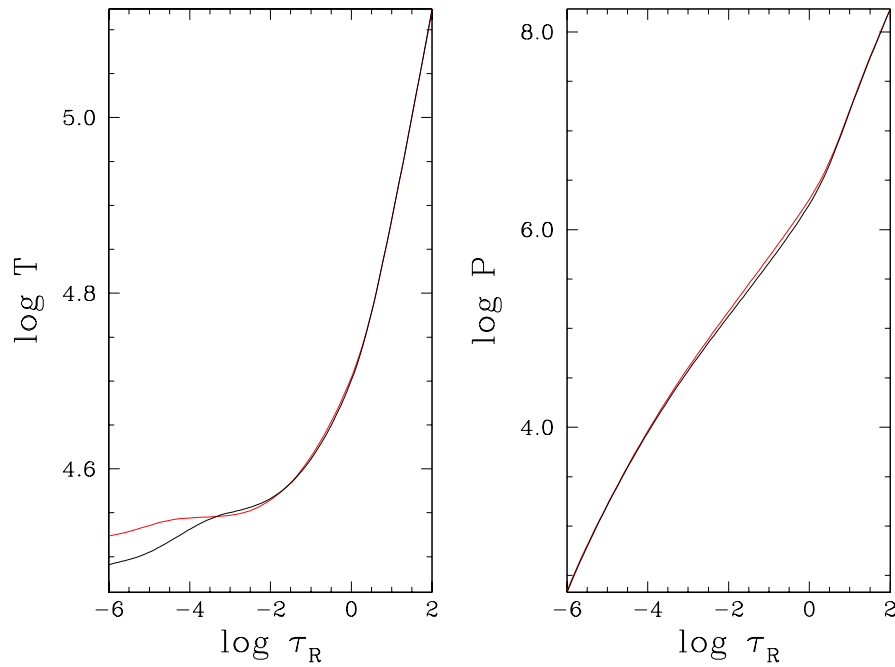


Figure 2.14 – Comparaison des structures en température et pression des modèles de ce projet (en noir) et de ceux de Beauchamp (1992) (en rouge) en fonction de la profondeur optique de Rosseland.

Comparons ensuite des modèles chimiquement stratifiés à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K, $\log g = 8$ et $\log q_{\text{H}} = -16.5$. Le profil d'abondance est semblable (voir figure 2.15). Par contre, Beauchamp (1992) avait implémenté le mélange convectif dans ses modèles stratifiés, d'où la zone constante, homogénéisée, entre $\log \tau_{\text{R}} \sim 0$ et ~ 0.6 du profil d'abondance de la figure 2.15. Cette méthode *ad hoc* considérait que le profil devenait plat dans les zones où $H_{\text{conv}} > H_{\text{tot}} \cdot 10^{-7}$. Les modèles utilisés dans le cadre de ce projet sont complètement radiatifs, sans zone convective, par souci de ne pas introduire de méthode *ad hoc*. Les conséquences de la convection sont quand même considérées (voir section 2.2.3). Somme toute, l'homogénéisation dans ce modèle ne change pas drastiquement le profil dans son ensemble. Les différences observées sur les spectres synthétiques sont surtout dues aux problèmes d'opacité des anciens modèles.

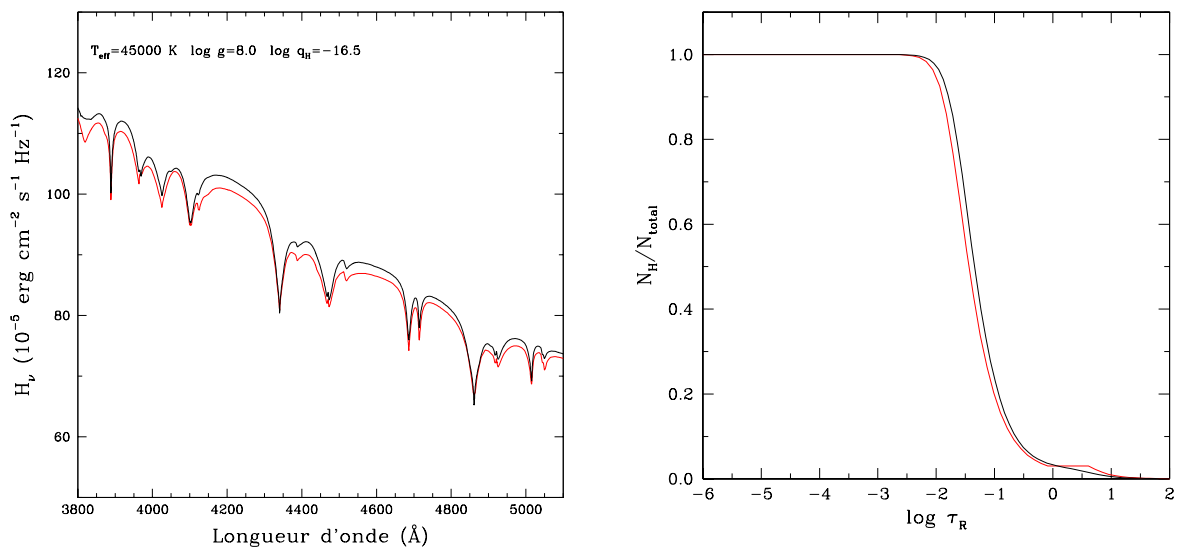


Figure 2.15 – Comparaison des spectres synthétiques et des profils d'abondance chimique de ce projet (en noir) et de ceux de Beauchamp (1992) (en rouge).

2.2.5 Grilles finales

L'atmosphère est numériquement divisée en ~ 100 couches de différentes profondeurs entre $\log \tau_R = -6$ et 2. Les équations sont linéarisées en pression et en température. Les paramètres utilisés pour la théorie de longueur du mélange convectif (Bergeron et al., 1992b) sont $ML2/\alpha = 0.8$, suivant les recommandations Tremblay & Bergeron (2009).

Pour les besoins de cette étude, nous avons calculé deux ensembles, ou grilles, de modèles. Les modèles ont comme paramètres $T_{\text{eff}} = 30,000$ (1000) 60,000 K et $\log g = 7.0$ (0.5) 8.5, où les quantités entre parenthèses indiquent la taille des sauts entre les points de la grille. Les modèles homogènes ont comme composition chimique $\log N(\text{He})/N(\text{H}) = -5.0$ (1.0) 5.0. La quantité d'hydrogène q_{H} est utilisée pour caractériser la composition chimique des modèles stratifiés. Par contre, nous avons vu à la figure 2.8 que la gravité de surface avait aussi une grande influence sur le type spectral. Les modèles doivent couvrir les types spectraux de DA pure à DB ou DO pure. Pour ce faire, nous utilisons $\log q_{\text{H}} = -16.50$ (0.50) -12.50 pour $\log g = 7.0$, $\log q_{\text{H}} = -17.25$ (0.50) -13.25 pour $\log g = 7.5$, $\log q_{\text{H}} = -18.0$ (0.5) -14.0 pour $\log g = 8.0$ et $\log q_{\text{H}} = -18.75$ (0.50) -14.75 pour $\log g = 8.5$.

CHAPITRE 3

OBSERVATIONS

Ce projet se base sur l'analyse spectroscopique pour confirmer l'existence des étoiles chimiquement stratifiées. Il faut donc définir un échantillon d'étoiles observées spectroscopiquement qui englobe le plus de candidates possibles. Les données publiques du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) (section 3.2) seront principalement utilisées, mais des spectres d'autres sources, de meilleure qualité, se rajouteront aussi à l'échantillon.

Les étoiles recherchées se présentent sous divers types spectraux, comme les DAO, DOA, DAB, DBA, etc. Contenant à la fois des traces d'hydrogène et d'hélium, elles seront qualifiées d'étoiles *hybrides* pour la suite.

3.1 PG 1305–017

Dans Bergeron et al. (1994), l'étoile naine blanche DAOB PG 1305–017 est la seule à montrer les caractéristiques d'une atmosphère stratifiée. Son spectre a été observé en mars 1992 avec le télescope de 2.1 mètres de l'Observatoire national de Kitt Peak en Arizona. Le spectrographe *Gold*, le CCD *FORD 3K* et un réseau de diffraction 600 lignes mm^{-1} centré à 4400 Å au premier ordre ont été utilisés avec une fente de 4.5". La résolution spectrale (largeur à mi-hauteur) est d'environ 8 Å et le rapport signal-sur-bruit est de ~ 70 .

Cette étoile est à la base de la motivation de ce projet (voir chapitre 1) et elle doit être analysée avec le plus de précision possible. Pour ce faire, notre collaboratrice Elizabeth M. Green (Steward Observatory, University of Arizona) nous a fourni un spectre d'une excellente qualité (voir figure 3.1), comparativement au spectre de 1992. Le spectre a été pris sur le télescope Bok de 2.3 mètres à l'Observatoire de Steward à Kitt Peak en Arizona. Le spectrographe B&C et un réseau de diffraction 400 lignes mm^{-1} centré à 4889 Å ont été utilisés avec une fente de 1.5". La résolution spectrale (largeur à mi-hauteur) est d'environ 7 Å. Le spectre est le résultat de 27 expositions de 1400 à 1450 secondes, ce qui donne une intégration de plus de 10 heures. Celui-ci a un rapport signal-sur-bruit de plus de 200.

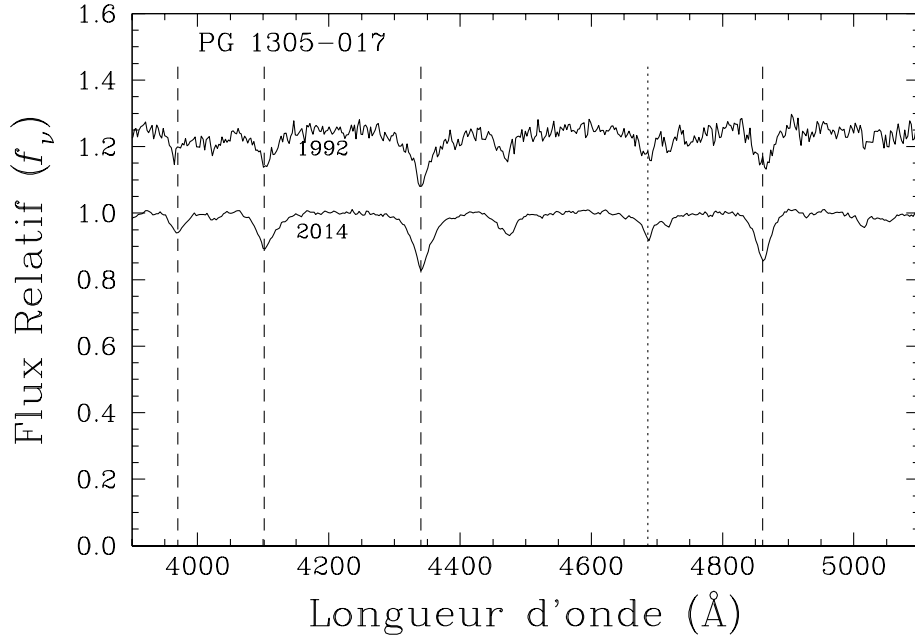


Figure 3.1 – Le nouveau spectre de l'étoile PG 1305–017 observé par Elizabeth Green (Steward Observatory, University of Arizona) en 2014 comparé au spectre de Bergeron et al. (1994) observé en 1992. Les tirets représentent la position des raies de Balmer d'hydrogène. La ligne pointillée représente la position de la raie HeII $\lambda 4686$. Les spectres sont normalisés à l'unité puis décalés verticalement entre eux.

3.2 SDSS

Dans les années 2000, l'amélioration rapide des performances des détecteurs et des processeurs permet la création du projet d'observation *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), avec à chaque année depuis ce temps l'ajout d'un nouveau *Data Release* (DR) dans leur banque de données publique, contenant des centaines de milliers d'objets. Les observations couvrent une large région haute latitude du ciel de $\sim 10,000$ degrés². Les spectres sont observés sur un télescope de 2.5 mètres à l'Observatoire d'Apache Point au Nouveau-Mexique. Des paires de plaques percées de 640 fibres optiques sont installées sur un double spectrographe multi-objet. Les temps d'exposition sont de 15 minutes, et sont répétés au minimum 3 fois pour un obtenir un signal-sur-bruit d'au moins 10. La couverture en longueur d'onde va de 3800 Å à 9200 Å avec une résolution spectrale typique de $R \sim 2000$ et donc une largeur à mi-hauteur de 2 à 3 Å (Abazajian et al., 2009). Bien que le projet

SDSS ait comme but d’observer des quasars et galaxies, il contient plusieurs étoiles naines blanches, photométriquement très *bleues* comme les cibles désirées. La banque de données devient donc un atout inestimable puisqu’elle décuple le nombre d’étoiles naines blanches connues et observées spectroscopiquement. Avant SDSS, le *Catalog of Spectroscopically Identified White Dwarfs* de McCook & Sion (1999) contenait 2249 naines blanches. Le DR1 double ce nombre avec 2551 nouvelles étoiles naines blanches (Kleinman et al., 2004). Le DR4 double encore l’échantillon avec ~ 6000 nouvelles naines blanches (Eisenstein et al., 2006a), et ainsi de suite.

Pour le DR7 (Abazajian et al., 2009), la banque de données inclut les spectres de 930,000 galaxies, 120,000 quasars et 460,000 étoiles. Kleinman et al. (2013) ont fourni à la communauté scientifique une liste de toutes les étoiles naines blanches qu’ils ont trouvées dans le DR7, s’élevant au nombre de $\sim 22,000$. Cette liste contient plusieurs informations, tels le type spectral approximatif et une estimation de la température effective et de la gravité de surface. Ces informations ne seront pas utilisées pour la suite, puisqu’il est possible de les retrouver plus tard avec nos propres modèles. Seules les identifications des observations des étoiles naines blanches SDSS seront utilisées pour aller chercher les spectres originaux dans le DR7. L’identification se compose de trois chiffres, *MJD-Plate-Fiber*. Le Jour Julien Modifié (MJD) indique le moment de l’observation, alors que les deux autres chiffres indiquent la plaque et la fibre qui visaient l’étoile observée.

Le but ultime est de trouver des étoiles hybrides qui pourraient avoir une atmosphère chimiquement stratifiée. Il est ardu d’analyser en détail plus de 20,000 étoiles. Il faut réduire drastiquement ce nombre. Un premier passage de réduction est fait en utilisant les deux critères suivants : le rapport signal-sur-bruit doit être supérieur à 20 et le spectre doit avoir un semblant de raies d’hydrogène et d’hélium ionisé. Un programme vérifie facilement le signal-sur-bruit en divisant le flux moyen par la déviation standard aux continus des régions de 4175 à 4275 Å et de 4525 à 4625 Å. Le deuxième critère est vérifié en ajustant des profils gaussiens inversés aux alentours (± 25 Å) des raies $H\beta$ $\lambda 4861$, $H\gamma$ $\lambda 4341$ et $HeII$ $\lambda 4686$ sur le spectre dont le continu est normalisé à l’unité. Puis, si la profondeur du profil est supérieure à ~ 0.03 pour les 3 raies, le spectre est conservé. Cette procédure est

approximative. Par contre, elle est très rapide et permissive pour des étoiles qui sont de proche ou de loin de type spectral hybride puisque celles-ci ont habituellement des raies profondes de plus de 0.1 en flux relatif. Aucune candidate stratifiée n’est donc mise à l’écart après ce passage. La combinaison de ces deux critères permet de réduire significativement le nombre de spectres à analyser de $\sim 20,000$ à ~ 1000 . Les spectres sont ensuite inspectés visuellement pour en retirer encore plusieurs, la procédure numérique étant un peu trop permissive. À la toute fin, un ajustement des spectres synthétiques est fait sur les spectres observés et seulement les étoiles hybrides d’intérêt sont conservées. On enlève par exemple les DA, DB, DO et les étoiles avec $T_{\text{eff}} < 30,000$ K.

De plus, des listes très récentes issues de Kepler et al. (2015, 2016) ont été utilisées pour trouver des étoiles naines blanches dans le DR10 et DR12. Les deux listes compilent $\sim 16,000$ naines blanches. La procédure décrite ci-dessus est encore utilisée pour réduire ce nombre.

Le SDSS repasse parfois sur les mêmes régions du ciel. Il est donc d’intérêt de vérifier si un spectre plus récent, de meilleur rapport signal-sur-bruit, est disponible dès qu’un spectre d’étoile hybride est retenu parmi les relevés plus anciens (DR7, DR10). D’ailleurs, il y avait aussi quelques doublons dans les spectres des listes DR7, DR10 et DR12. Nous ne conservons que le spectre le plus récent pour chaque étoile. Voici la liste de MJD-P-F des étoiles hybrides ayant été observées plusieurs fois (format : retenu & doublon) : 54506-2946-093 & 53728-2073-422, 55302-3936-386 & 53886-2168-514, 55477-4216-962 & 51793-0388-350, 55648-3945-982 & 53886-2164-296, 55649-4621-430 & 54463-2856-500, 55953-5293-998 & 53820-2433-042, 55979-5298-156 & 54086-2576-368, 56040-5205-750 & 54571-2528-169, 56067-5199-468 & 52764-1056-546, 56358-6439-445 & 53770-2352-124, 56666-7099-790 & 52409-0952-070.

Au final, si le spectre de PG 1305–017 et celui de Eisenstein et al. (2006b) sont ajoutés, l’échantillon qui sera utilisé se compose de 52 étoiles hybrides. Cet échantillon n’est pas complet et est criblé de biais systématiques dus aux critères de sélection de la procédure de réduction. Entre autres, le choix des étoiles conservées après inspection visuelle est subjectif.

Après inspection visuelle, ceux-ci sont séparés dans les catégories présentées dans les sous-sections 3.2.1 à 3.2.6. Les figures 3.2 à 3.8 montrent les spectres SDSS des différentes catégories. Dans toutes ces figures, les tirets représentent la position des raies de Balmer d’hydrogène, la ligne pointillée représente la position de la raie HeII $\lambda 4686$ et les spectres sont normalisés à l’unité puis décalés verticalement entre eux.

3.2.1 DAOB

Les DAOB ont des spectres dominés par l’hydrogène, avec des traces d’HeII et d’HeI. La figure 3.2 montrent les spectres correspondants. La raie HeII $\lambda 4686$ est très faible, mais présente. Les raies de Balmer sont très larges et bien visibles. La présence de la raie HeI $\lambda 4471$ indique que la température n’est pas assez élevée pour ioniser complètement l’hélium. Les raies d’HeII apparaissent aux alentours de 40,000 K, mais puisqu’on voit encore la raie HeI, les étoiles devraient avoir des températures entre 40,000 et 60,000 K, et un rapport $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre -3 et 0 . Selon ces critères, PG 1305–017 est une DAOB. On pense donc déjà avoir identifié d’autres cas d’atmosphères stratifiées dans cette catégorie.

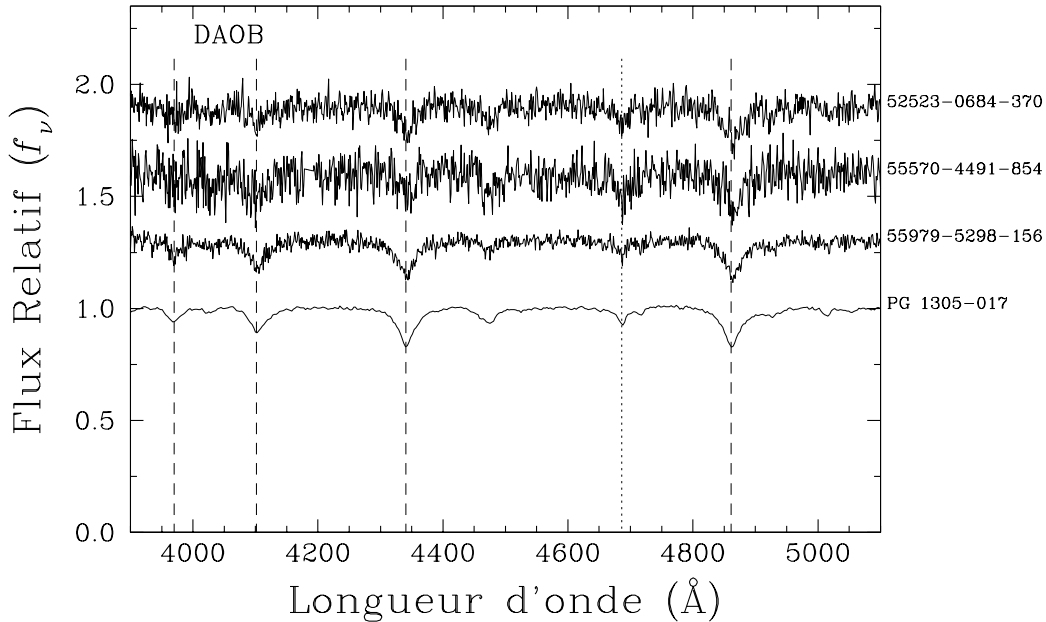


Figure 3.2 – Les étoiles DAOB dans le SDSS, avec PG 1305–017 pour référence.

3.2.2 DAO

Les DAO ont des spectres dominés par l'hydrogène, avec des traces d'HeII seulement. Les figures 3.3 et 3.4 montrent les spectres correspondants. La raie HeII $\lambda 4686$ est clairement visible et les raies de Balmer sont très larges. L'absence complète de traces d'HeI indique que la température est bien au-dessus de la limite pour ioniser complètement l'hélium. Les étoiles de cette catégorie devraient avoir des températures au-dessus de 55,000 K et un rapport $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre -3 et 0 . L'étoile 53710-2310-594 montre aussi la raie métallique du CIV $\lambda 4658$.

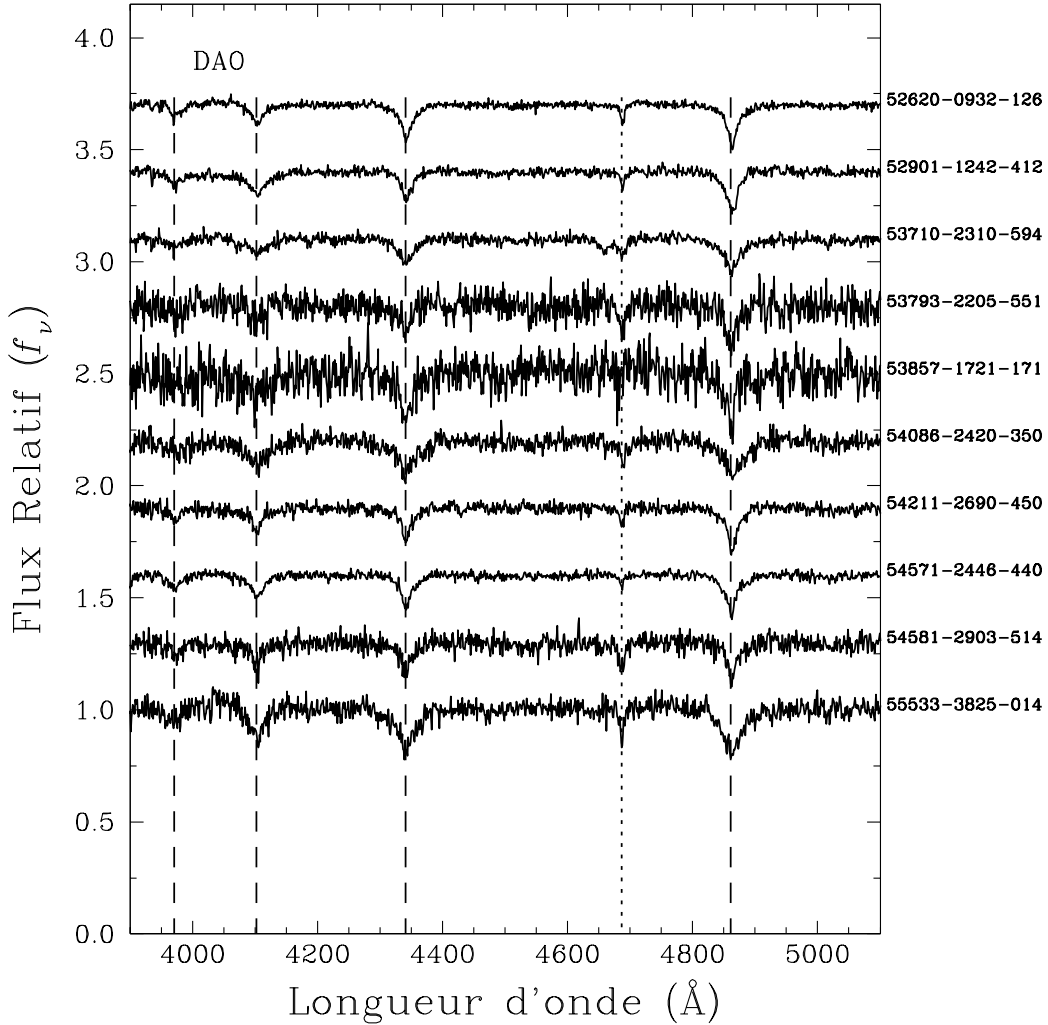


Figure 3.3 – Les étoiles DAO dans le SDSS.

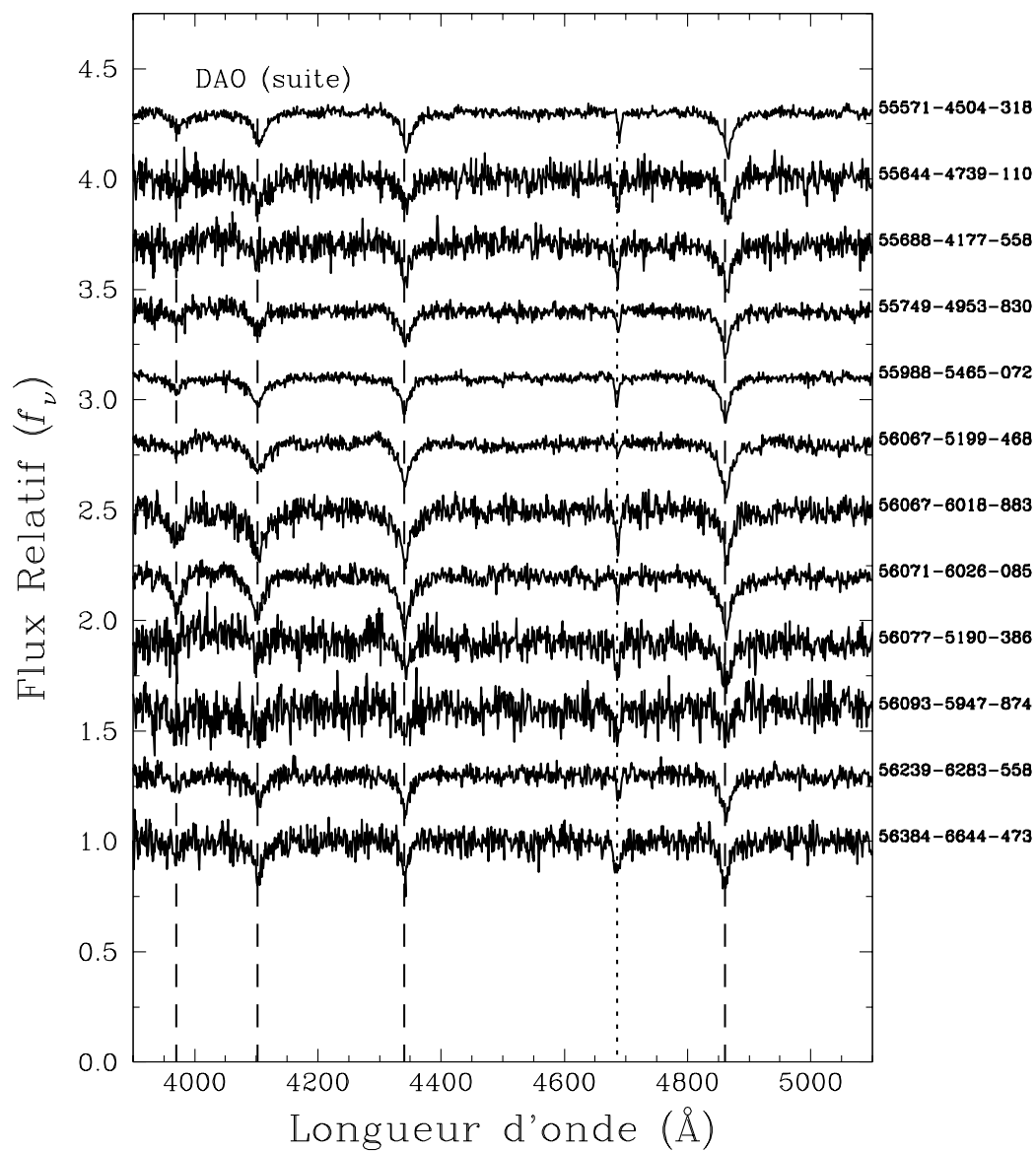


Figure 3.4 – Les étoiles DAO dans le SDSS (suite).

3.2.3 DOAB

Les DOAB ont des spectres dominés par l'hélium ionisé, avec des traces d'hydrogène, puis des traces d'hélium neutre. La figure 3.5 montre les spectres correspondants. Puisque des raies d'hélium neutre et ionisé sont présentes simultanément, les étoiles devraient avoir des températures entre 45,000 et 55,000 K. La présence des raies de Balmer indiquent un rapport approximatif $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre 0 et 1.

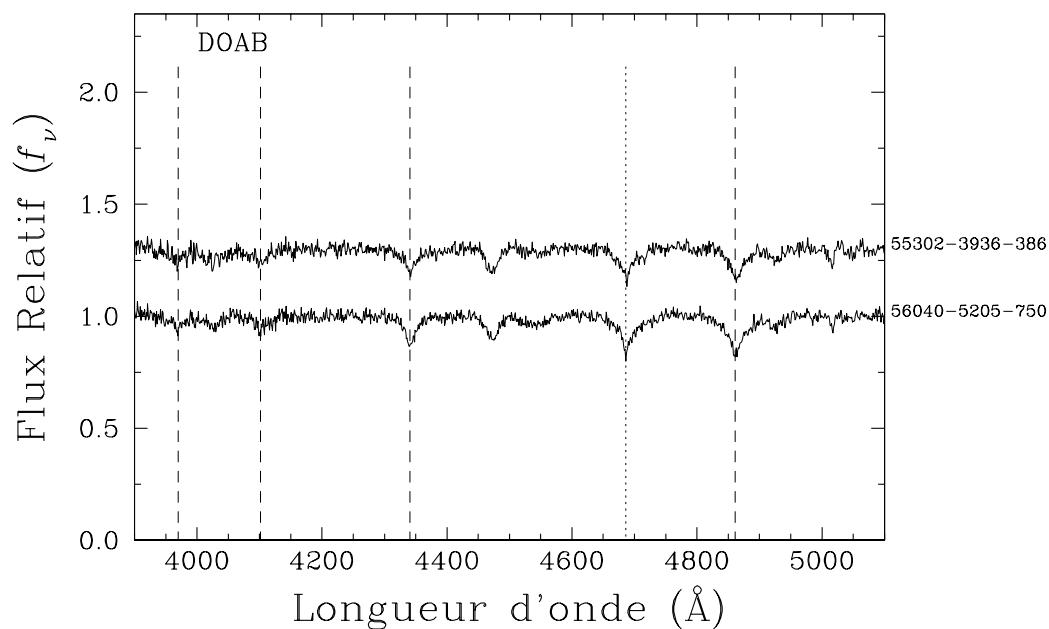


Figure 3.5 – Les étoiles DOAB dans le SDSS.

3.2.4 DBOA

Les DBOA ont des spectres dominés par l'hélium neutre, avec des traces d'HeII et peu d'hydrogène. La figure 3.6 montre les spectres correspondants. La présence dominante de la raie HeI $\lambda 4471$ indique que les étoiles devraient avoir des températures entre 40,000 et 50,000 K, et un rapport $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre 1 et 3. Ces températures sont relativement froides dans le contexte de ce projet.

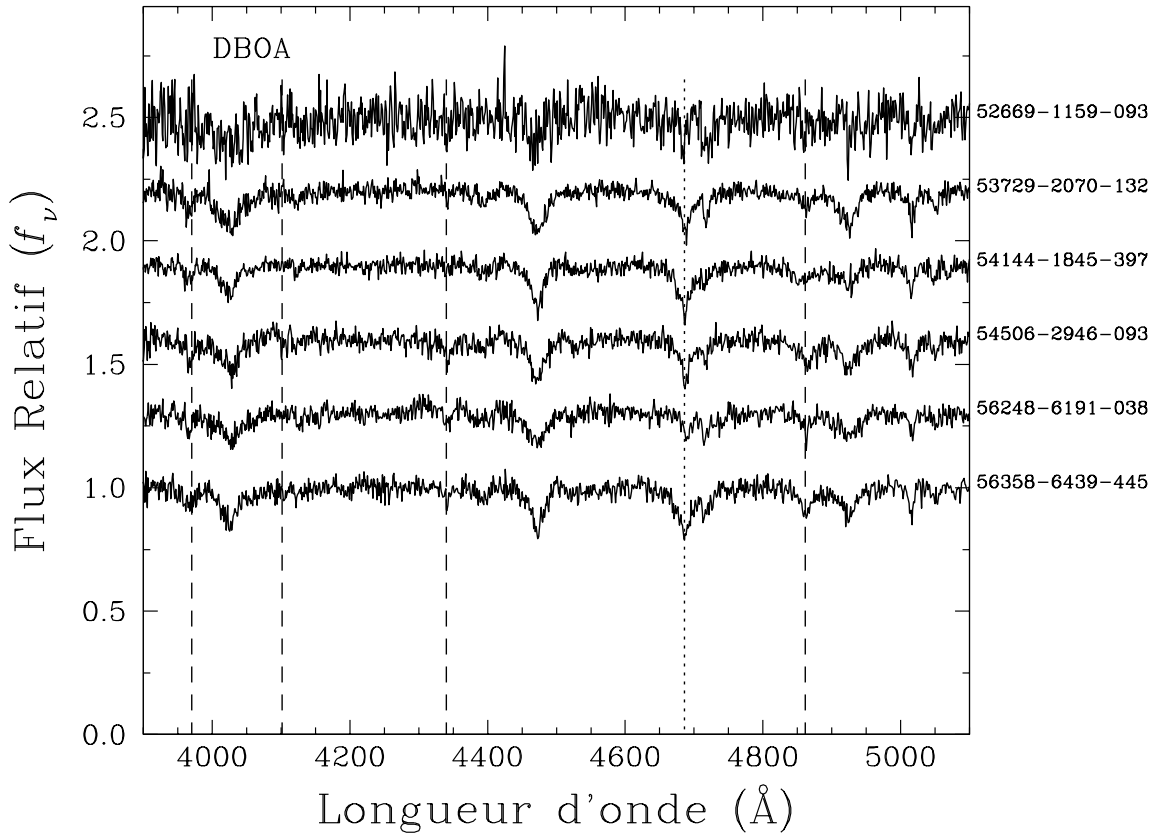


Figure 3.6 – Les étoiles DBOA dans le SDSS.

3.2.5 DOBA

Les DOBA ont des spectres dominés par l'hélium ionisé, avec des traces d'HeI et peu d'hydrogène. La figure 3.7 montre les spectres correspondants. La présence dominante de la raie HeII $\lambda 4686$ indique que la température est relativement élevée. Les étoiles devraient

avoir des températures au-dessus de 50,000 K, et un rapport $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre 1 et 5. Quelques raies de Balmer sont visibles, mais très faibles. La dégénérescence des raies d'HeII (hydrogénoïde) avec les raies de Balmer à cette température fait en sorte qu'il est difficile de déterminer à cette étape si les étoiles ne seraient pas plutôt simplement des DOB.

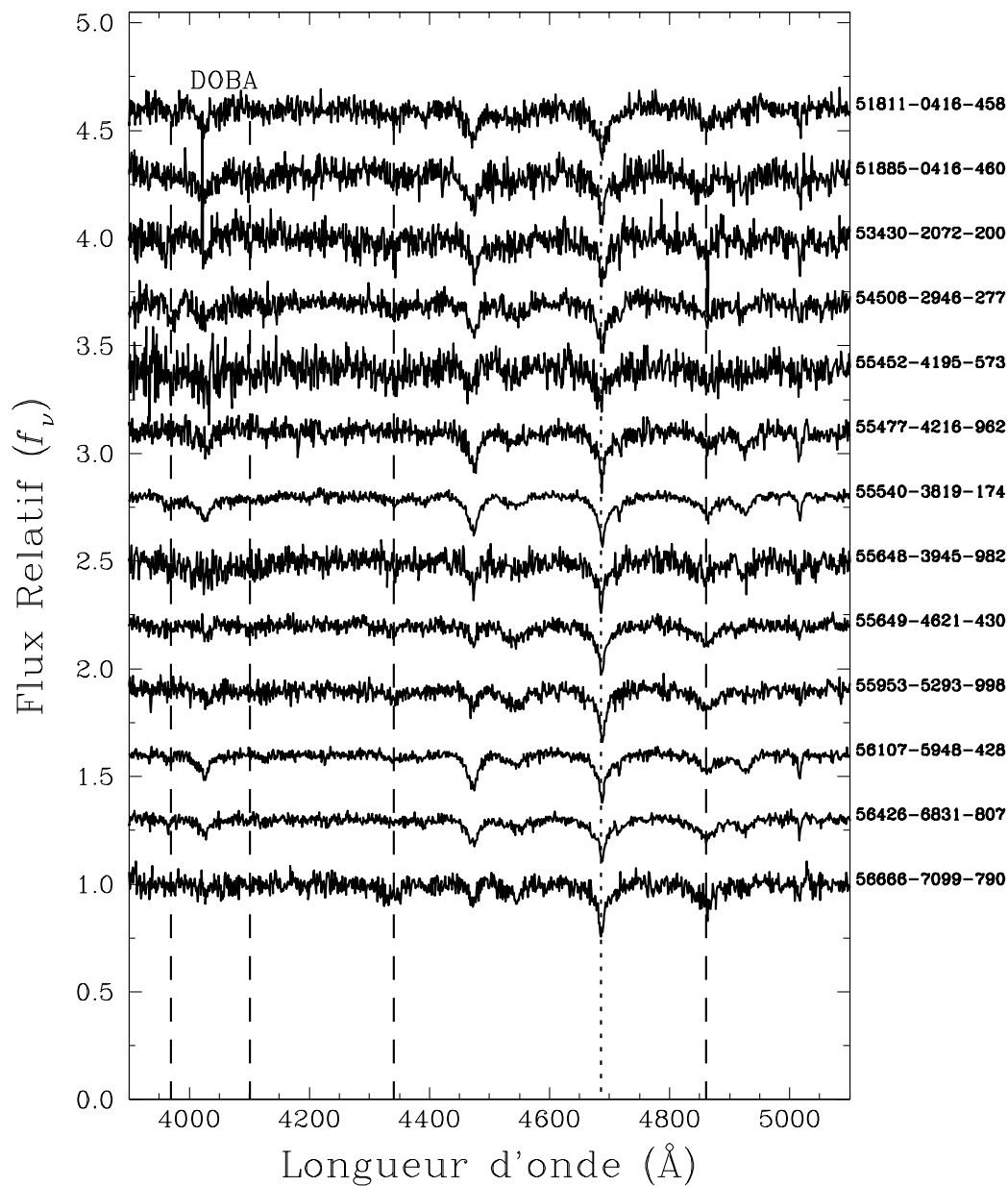


Figure 3.7 – Les étoiles DOBA dans le SDSS.

3.2.6 DAB et DBA

Les étoiles DAB et DBA n'étaient pas la cible de la procédure de réduction décrite au début de la section, car la raie HeII $\lambda 4686$ n'est pas présente dans ce type spectral. Tout de même, quelques étoiles DAB et DBA d'intérêt ont été conservées pour l'analyse, car elles étaient relativement chaudes ($\sim 30,000$ K). La figure 3.8 montrent les spectres correspondants. L'absence de la raie HeII $\lambda 4686$ indique une température en-dessous de $40,000$ K. Les raies de Balmer de l'hydrogène et les raies d'HeI sont bien présentes simultanément, indiquant un rapport $\log N(\text{He})/N(\text{H})$ entre -1 et 1 .

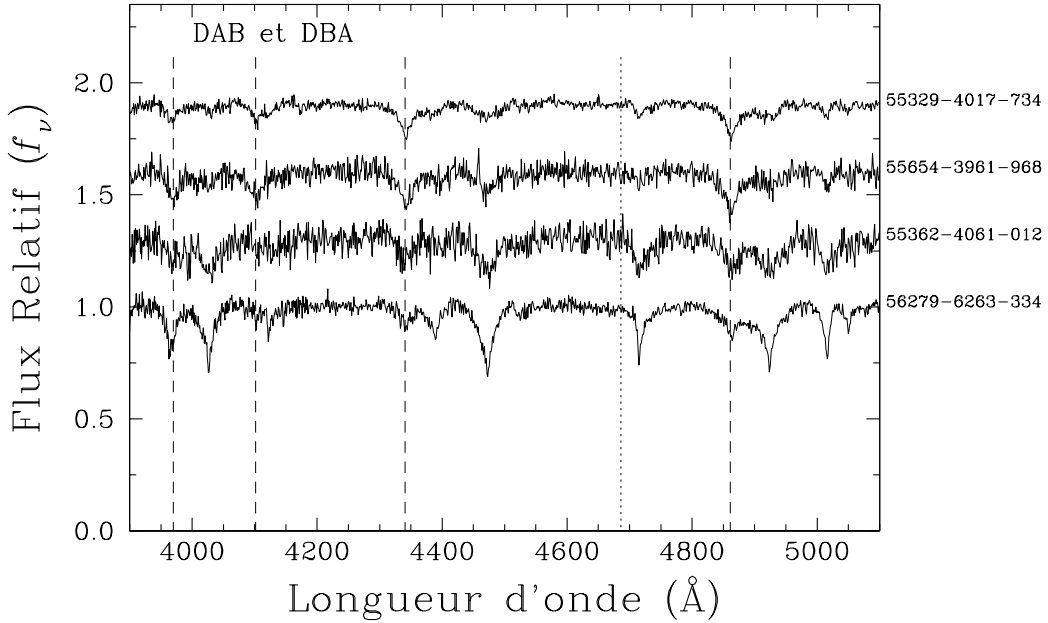


Figure 3.8 – Les étoiles DAB et DBA dans le SDSS.

3.3 Gemini

Parmi les spectres du SDSS, les étoiles 56248-6191-038 (WD 0031+141), 53729-2070-132 (WD 0340–075) et 52523-0684-370 (PB 5559) ont été identifiées comme ayant potentiellement une atmosphère chimiquement stratifiée lors de notre analyse spectroscopique préliminaire. Les spectres sont respectivement de type DBOA, DBOA et DAOB.

Quatre heures d’observations ont été demandées sur le télescope de 8 mètres de l’Observatoire *Gemini-Sud* au Chili. Le *Charge-coupled device* (CCD) *Hamamatsu* et le réseau de diffraction *B600 G5323* à 600 lignes mm^{-1} ont été utilisés avec une fente de 1". La couverture en longueur d’onde va de 3800 Å à 6600 Å avec une résolution spectrale (largeur mi-hauteur) de 5 Å. Les pixels sont directement combinés deux par deux (spectralement et spatialement) lors de l’observation. Six expositions de 600 secondes par étoile ont été prises aux longueurs d’onde centrales de 520, 523 et 526 nanomètres pour prendre en compte les espaces sur le détecteur et les rayons cosmiques. La calibration de base a été demandée. La demande est acceptée le 15 juin 2015 en *Band 3* (partie du programme pour les observations avec mauvaises conditions météorologiques). Les observations sont prises en juillet 2015 pour WD 0340–075 et PB 5559, et en septembre 2015 pour WD 0031+141. Le rapport signal-sur-bruit obtenu est ~ 100 . Les spectres sont présentés à la figure 3.10.

Malheureusement, une partie des colonnes du CCD utilisé a saturé lors des observations. La région touchée est entre les pixels des colonnes 1000 et 1300, ce qui correspond à la région 4950 Å à 5350 Å des spectres finaux. Il est impossible de réduire le spectre sur cette portion. Ce problème, provenant de l’amplificateur #5 du CCD, était connu par l’équipe Gemini depuis février 2015, mais personne dans le processus de demande de temps n’a été averti de sa présence. Le CCD a été réparé entre juillet et septembre, ce qui fait en sorte qu’un seul des trois spectres n’est pas saturé.

La calibration Gemini standard demandée ne contenait qu’une seule étoile standard, ce qui n’était pas suffisant pour adéquatement calibrer le flux. Par contre, chaque cible Gemini correspond à un spectre SDSS. Les spectres SDSS sont toujours bien calibrés en flux et nous pouvons donc utiliser ceux-ci pour corriger le flux des spectres Gemini. On obtient une fonction de calibration en divisant le spectre SDSS par le spectre Gemini, puis

en lissant cette fonction. La technique de lissage utilisée est celle du filtre de Savitzky-Golay (Savitzky & Golay, 1964). Pour chaque point en longueur d'onde λ_i , un polynôme de degré 3, $P_i^3(\lambda)$, est ajusté par la méthode des moindres carrés sur les points (λ, f_ν) de l'intervalle $\lambda_i \pm 50 \text{ \AA}$. Puis la valeur de $P_i^3(\lambda_i)$ est utilisée comme correction du point λ_i . Le spectre Gemini est ensuite multiplié par cette fonction de correction. La figure 3.9 est un exemple du résultat de la procédure.

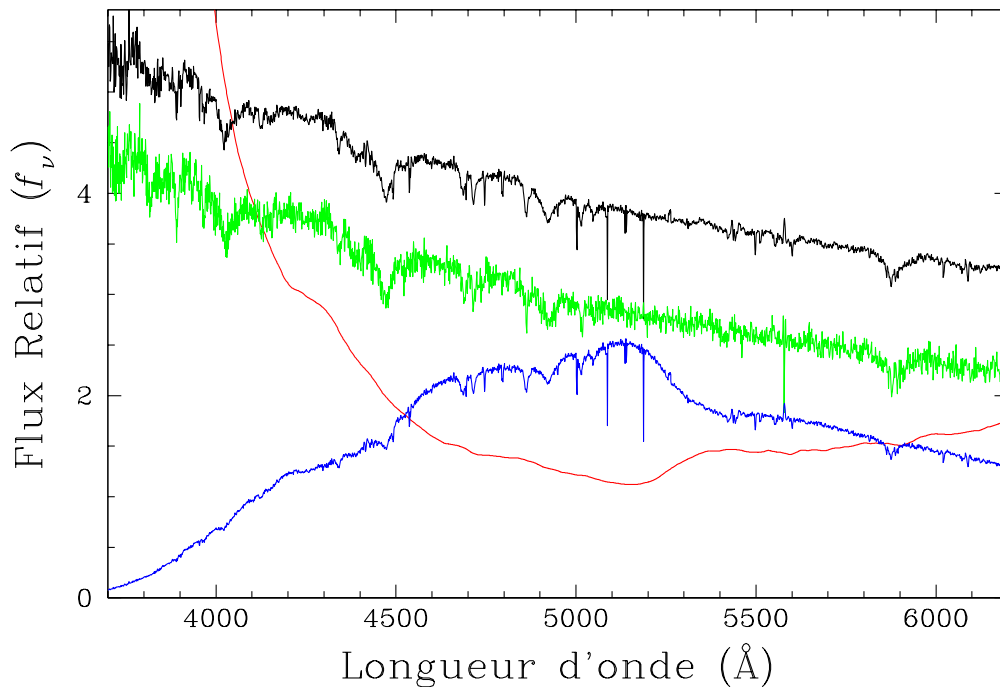


Figure 3.9 – Exemple de la calibration en flux de WD 0031+141. En bleu, le spectre Gemini. En vert, le spectre SDSS. En rouge, la fonction de calibration finale. En noir, le spectre Gemini calibré en flux.

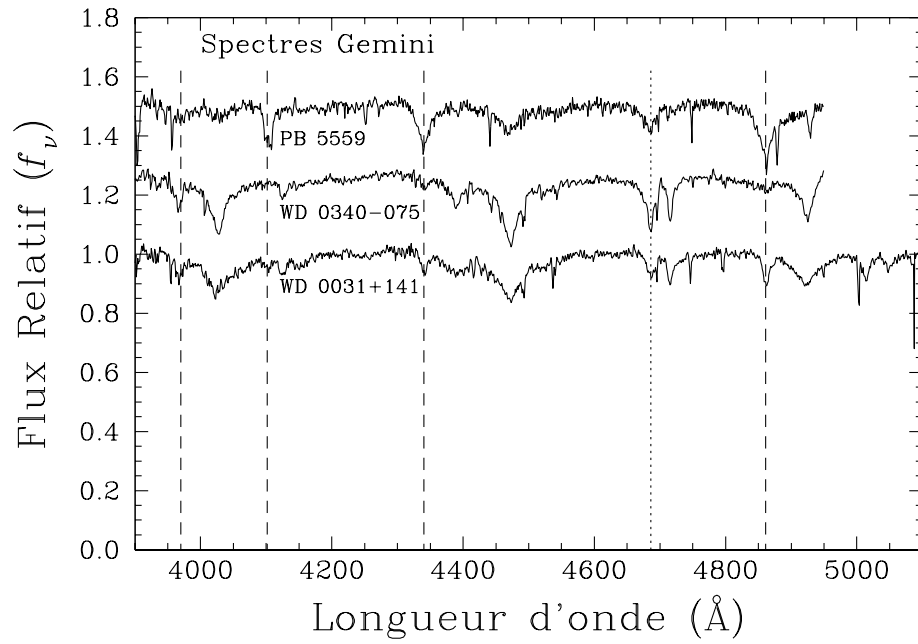


Figure 3.10 – Les trois spectres normalisés provenant de l’Observatoire Gemini-Sud.

3.4 SDSS J074538.17+312205.3

Eisenstein et al. (2006b) ont analysé plusieurs étoiles DO et DB. Une de leurs étoiles, SDSS J074538.17+312205.3, est d'intérêt car son spectre montre une raie d'hélium ionisé et des raies d'hydrogène (voir figure 3.11). Cette étoile est aussi la seule de type spectral DBAO dans notre échantillon. Eisenstein et al. (2006b) n'arrive pas à modéliser cette étoile de manière satisfaisante à l'aide de spectres synthétiques chimiquement homogènes. Ils émettent d'ailleurs l'hypothèse d'une atmosphère inhomogène. Le spectre a été observée à l'Observatoire du *Multiple Mirror Telescope* (MMT) en Arizona. Le télescope du MMT a depuis 1998 un miroir primaire de 6.5 mètres. Le spectrographe *blue channel* et un réseau de diffraction 500 lignes mm^{-1} ont été utilisés avec une fente de $1.5''$. La couverture en longueur d'onde va de 3750 Å à 6850 Å avec une résolution spectrale (largeur mi-hauteur) typique de 6 Å.

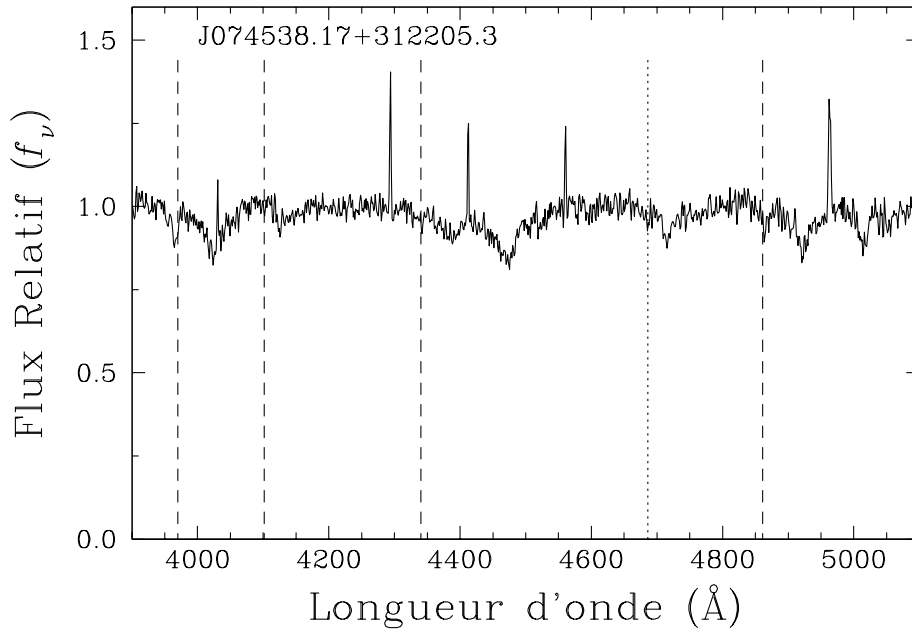


Figure 3.11 – L'étoile SDSS J074538.17+312205.3 observée au MMT par Eisenstein et al. (2006b).

CHAPITRE 4

ANALYSE

Ce projet se base entièrement sur l'analyse spectroscopique des étoiles hybrides. Tout d'abord, la technique utilisée dans ce contexte sera expliquée. Ensuite, les résultats bruts des solutions spectroscopiques des étoiles de notre échantillon seront présentés. Finalement, nous discuterons de la présence ou non d'une stratification chimique dans l'atmosphère des étoiles naines blanches.

4.1 Technique spectroscopique

Il est possible de déterminer la température effective, la gravité de surface et la composition chimique d'une étoile en ajustant des spectres synthétiques sur le spectre observé. Le résultat de cet ajustement s'appelle la *solution spectroscopique*. Cette technique a été développée par Bergeron et al. (1992a), puis améliorée par Bergeron et al. (1995) et Liebert et al. (2005).

Tout d'abord, afin d'être cohérents avec les observations, les spectres synthétiques doivent être convolués avec un profil instrumental gaussien (de 2 à 8 Å selon la résolution du spectre). Ensuite, le continu du spectre observé et des spectres synthétiques doit être normalisé à l'unité. Pour ce faire, on divise le flux par des droites passant par des points au continu (λ_i, f_i) , où λ_i est la longueur d'onde et f_i le flux du point i . Typiquement, ~ 6 points de longueur d'onde au continu sont choisis. Les f_i correspondant des spectres synthétiques se trouvent directement. Par contre, choisir une bonne valeur de f_i n'est pas aussi simple pour les spectres observés. Par exemple, pour plusieurs spectres du SDSS, le rapport signal-sur-bruit est très bas et le flux observé au point λ_i peut être très éloigné de la valeur réelle. Dans de tels cas, mieux vaut prendre un flux «moyen» comme f_i . Il y a deux méthodes possibles. La première consiste à faire une régression linéaire sur les points environnants et à utiliser la fonction sortante pour trouver le flux au point λ_i . La deuxième consiste à ajuster des spectres synthétiques multipliés à un polynôme d'ordre 6

sur le spectre observé. Les f_i sont ensuite pris aux points λ_i sur la solution spectroscopique ainsi ajustée. Les paramètres (température, gravité, composition) de cette solution sont rarement bons, car il y a trop de variables à ajuster d'un seul coup, mais les continus sont normalement bien positionnés. La deuxième méthode est priorisée à la première.

Finalement, les spectres synthétiques normalisés de notre grille doivent être ajustés sur le spectre observé normalisé, mais cette fois-ci en laissant varier seulement ces trois paramètres : température, gravité de surface et composition chimique. Puisque les spectres sont normalisés, l'ajustement se fait surtout en fonction de la forme (largeur, profondeur, profil) des raies présentes. La technique utilisée pour l'ajustement numérique est la méthode des moindres carrés non-linéaires multi-paramètres de Levenberg–Marquardt (Press et al., 1986), qui se base sur la méthode de la plus grande pente.

Cette méthode a besoin de valeurs de départ. Par souci de ne pas introduire de biais, le programme calcule rapidement l'écart quadratique moyen entre le spectre observé et les spectres synthétiques de la grille pour les températures de 34,000 K à 56,000 K, par bond de 2000 K, pour $\log g = 7.5$ et 8 et pour toutes les valeurs de composition chimique sauf les deux plus extrêmes, puis prend comme valeurs de départ les paramètres du spectre qui a donné le plus bas écart.

Le paramètre de composition est $N(\text{He})/N(\text{H})$ pour les modèles homogènes et q_{H} pour les modèles stratifiés. On a vu à la figure 2.8 de la section 2.2.3 que la gravité de surface changeait sérieusement le type spectral résultant des modèles. Il y a donc une relation entre la gravité de surface et la quantité d'hydrogène, mais la méthode de Levenberg–Marquardt fonctionne mieux avec des variables les plus indépendantes possibles. On utilise donc plutôt la quantité $Q = 3 \log g + 2 \log q_{\text{H}}$. Cette définition permet à un spectre, pour un Q donné, d'être relativement semblable dans le plan des $\log g$ - $\log q_{\text{H}}$ (Bergeron et al., 1994). La figure 4.1 montre bien la constance des spectres à quantité Q et température fixes.

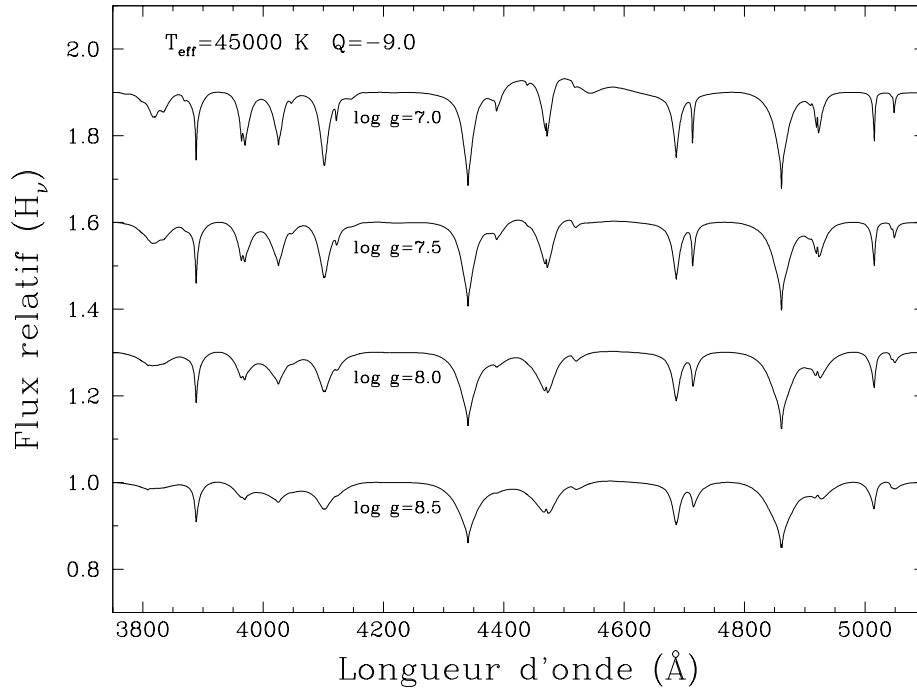


Figure 4.1 – La ressemblance des spectres stratifiés à quantité Q égale. De haut en bas, les spectres synthétiques normalisés $Q = -9$, $T_{\text{eff}} = 45,000$ K et $\log g = 7.0$ (0.5) 8.5, avec un décalage vertical entre ceux-ci.

L'analyse spectroscopique sera faite sur les longueurs d'onde entre 3750 et 5150 Å, c'est-à-dire dans le visible. C'est dans cette région qu'on retrouve le plus de raies d'hydrogène (raies de Balmer) et d'hélium ($\lambda 4686$, série de Pickering et bien d'autres). Il est souvent utile, dans le cas des étoiles riches en hélium, de couvrir les longueurs d'onde jusqu'à la raie de Balmer $H\alpha$ $\lambda 6563$, qui est un bon indicateur de la quantité d'hydrogène. Ce n'est malheureusement pas le cas pour les étoiles plus chaudes ($\sim 45,000$ K et plus), car l'hélium devient ionisé et hydrogénoïde. La raie $H\alpha$ devient dégénérée avec la raie de la transition liée-liée $4 \rightarrow 6$ de l' HeII , leur force respective étant très semblable à même température et gravité de surface. La figure 4.2 montre bien les différentes raies et dégénérescences possibles. Malgré cela, l'analyse de $H\alpha$ pourrait être utile pour les étoiles plus froides.

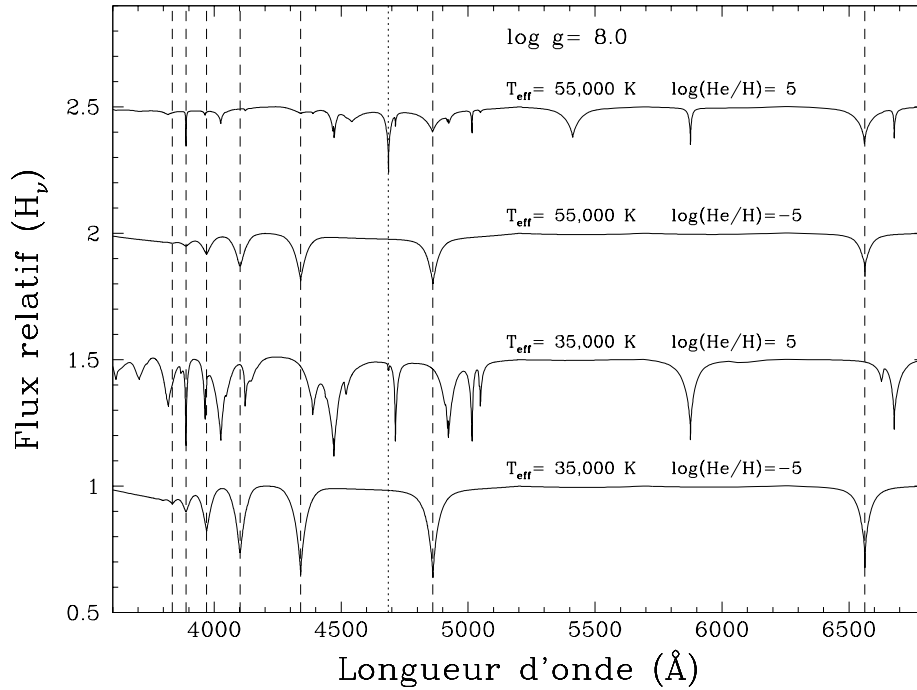


Figure 4.2 – La position des raies des étoiles hybrides. Tous les spectres synthétiques sont normalisés à l’unité et décalés verticalement. Les spectres dominés par l’hélium ont été produits en n’incluant pas l’opacité de l’hydrogène, et vice-versa pour les spectres dominés par l’hydrogène. Les tirets représentent la position des raies de Balmer jusqu’à la transition $9 \rightarrow 2$ et la ligne pointillée la raie HeII $\lambda 4686$.

4.2 Résultats et discussion

Tous les spectres présentés au chapitre 3 seront analysés à l’aide de la technique spectroscopique présentée ci-dessus. Les figures de cette section montreront, en rouge, la meilleure solution homogène et la meilleure solution stratifiée résultant de l’ajustement de spectres synthétiques sur le spectre observé, montré en noir. Les tirets indiqueront la position des raies de Balmer. Les barres vertes représentent la position des points de normalisation du continu à l’unité.

4.2.1 Confirmation de la nature stratifiée de PG 1305–017

Commençons tout d’abord par l’étoile PG 1305–017, que nous savons déjà chimiquement stratifiée. La solution stratifiée de la figure 4.3 reproduit parfaitement le spectre observé. La solution homogène surestime la profondeur et sous-estime la largeur des raies HeII $\lambda 4686$ et HeI $\lambda 4471$. Rappelons-nous que ce spectre de PG 1305–017 a un signal-sur-bruit de plus de 200. Nous confirmons donc, avec une grande précision, que cette étoile est stratifiée. Comme on s’y attendait, sa température effective de $\sim 45,000$ K fait en sorte que l’hélium n’est pas encore complètement ionisé. Sa quantité d’hydrogène, $M_{\text{H}}/M_{*} \sim 10^{-16}$, combinée à sa gravité de surface, $\log g \sim 8$, fait en sorte que la zone de transition du profil d’abondance chimique est dans la zone de formation des raies ($\tau_R \sim 1$) et on peut voir à la fois de l’hydrogène et de l’hélium, d’où sa nature hybride.

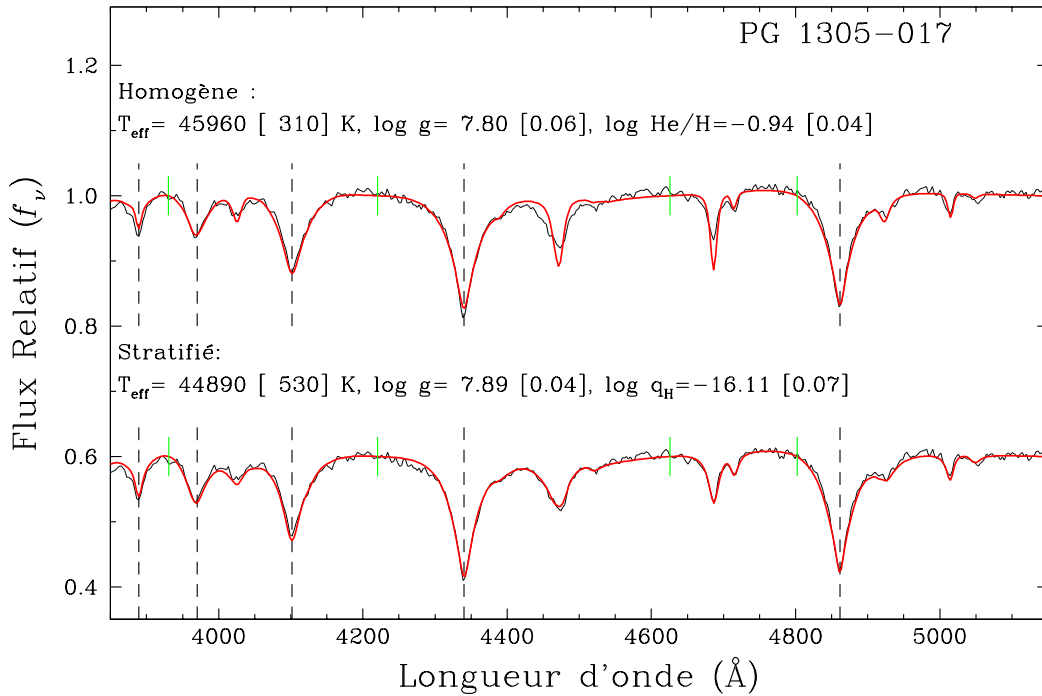


Figure 4.3 – Solutions spectroscopiques de PG 1305–017. Il s’agit du spectre fourni par notre collaboratrice Elizabeth Green (Steward Observatory, University of Arizona).

4.2.2 Étoiles à atmosphère stratifiée

Dans cette sous-section, nous présenterons les spectres stratifiés, c'est-à-dire ceux dont la solution spectroscopique stratifiée est meilleure que la solution homogène.

En fait, le cas de PG 1305–017 que nous avons décrit ci-dessus est typique pour l'identification d'une étoile stratifiée. Les solutions homogènes arriveront difficilement à modéliser simultanément les raies d'hélium et les raies de Balmer, ce qui se traduira très souvent par une raie HeII $\lambda 4686$ trop profonde, tandis que les solutions stratifiées auront des raies de Balmer assez profondes en même temps que des raies d'hélium moins profondes et plus larges.

Ci-dessous suivront les solutions des autres étoiles que nous considérons stratifiées. Dans certains spectres, les parties en jaune seront ignorées, car il s'agit de résidus de rayons cosmiques qui ont survécu à la réduction de données. Pour certains spectres SDSS à bas signal-sur-bruit, nous présenterons aussi une version filtrée du spectre pour mieux visualiser la forme des raies à travers le bruit. Le filtrage consiste à prendre, pour chaque point de longueur d'onde, la moyenne du flux du point considéré et des deux points voisins. Le SDSS suréchantillonne en longueur d'onde les données (grande quantité de points par rapport à la résolution spectrale) et aucune information n'est perdue dans la procédure. D'ailleurs les solutions obtenues sont identiques, avec ou sans filtrage.

Les figures 4.4 à 4.13 montrent des solutions stratifiées convaincantes comparativement aux solutions homogènes. Les figures 4.14 à 4.21 montrent des solutions moins convaincantes à première vue. Plusieurs différences subtiles dans la profondeur des raies en présence nous permettent quand même de considérer les solutions stratifiées comme meilleures. Il faudrait de meilleurs spectres, à plus haut rapport signal-sur-bruit, pour confirmer directement, et de manière décisive, la nature stratifiée de leur atmosphère. Néanmoins, comme la diffusion chimique est le seul processus compétitif théoriquement efficace entre $T_{\text{eff}} = 30,000$ et $60,000$ K (voir section 1.3), il s'agit malgré tout de la meilleure solution astrophysique à adopter pour expliquer la présence d'hélium dans l'atmosphère. Par la suite, les résultats seront résumés dans le tableau 4.I et nous discuterons de ceux-ci.

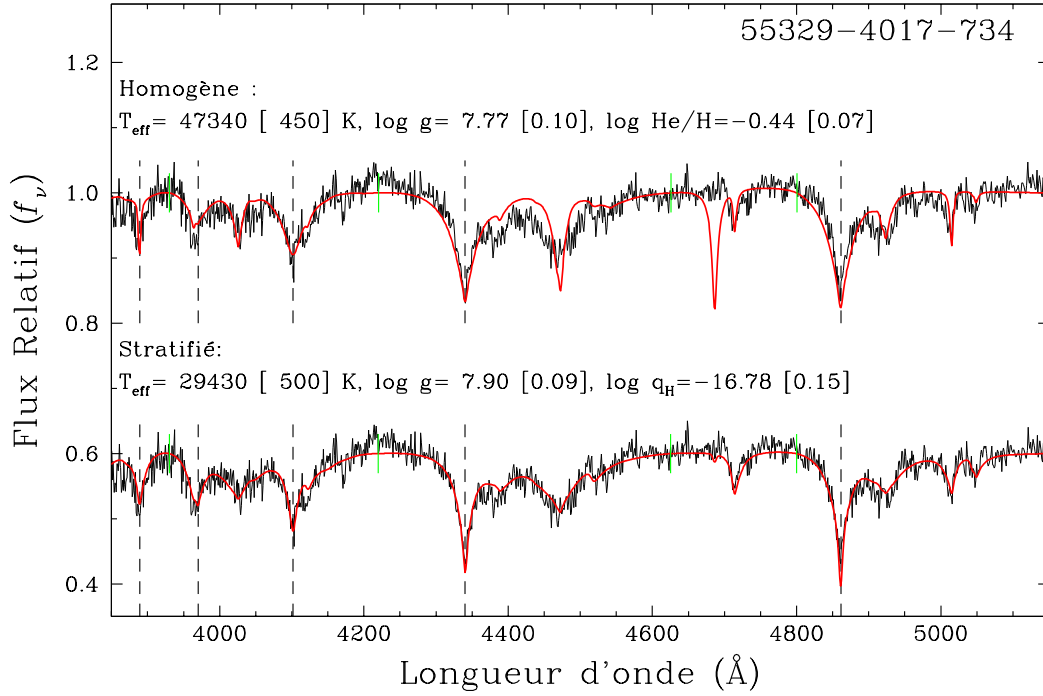


Figure 4.4 – Solutions spectroscopiques de 55329-4017-734.

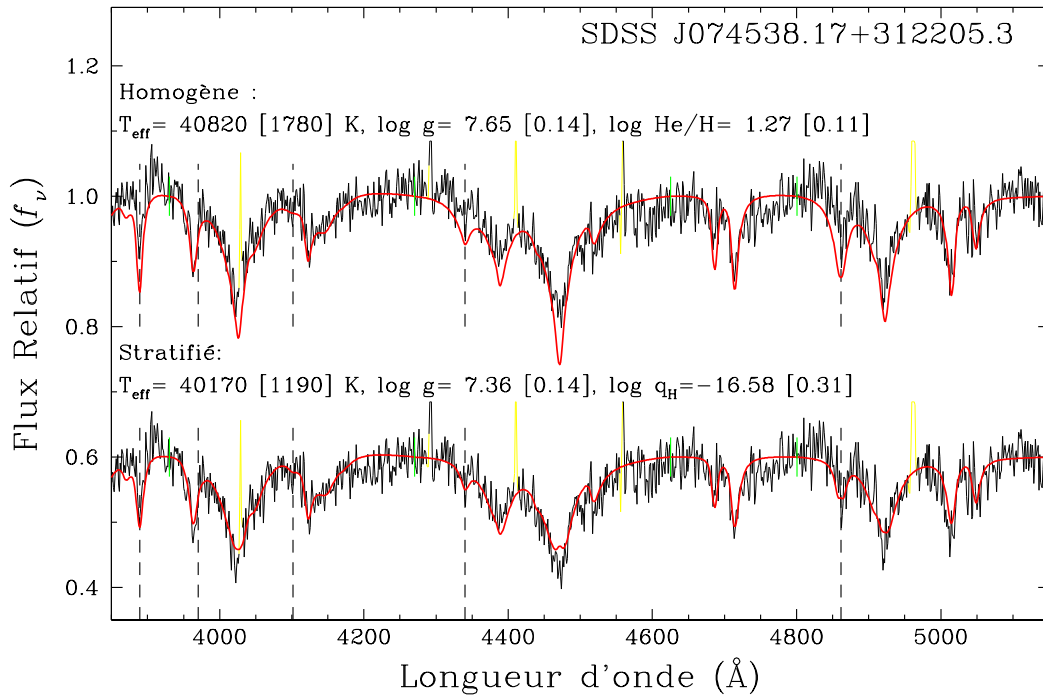


Figure 4.5 – Solutions spectroscopiques de SDSS J074538.17+312205.3. Il s'agit du spectre de Eisenstein et al. (2006b).

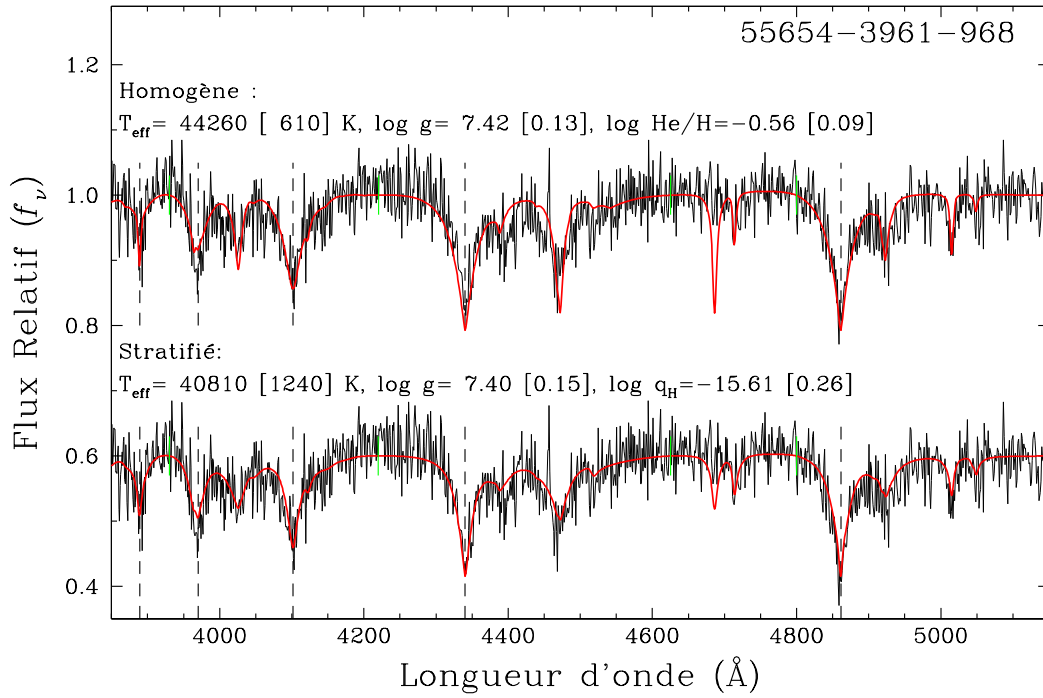


Figure 4.6 – Solutions spectroscopiques de 55654-3961-968.

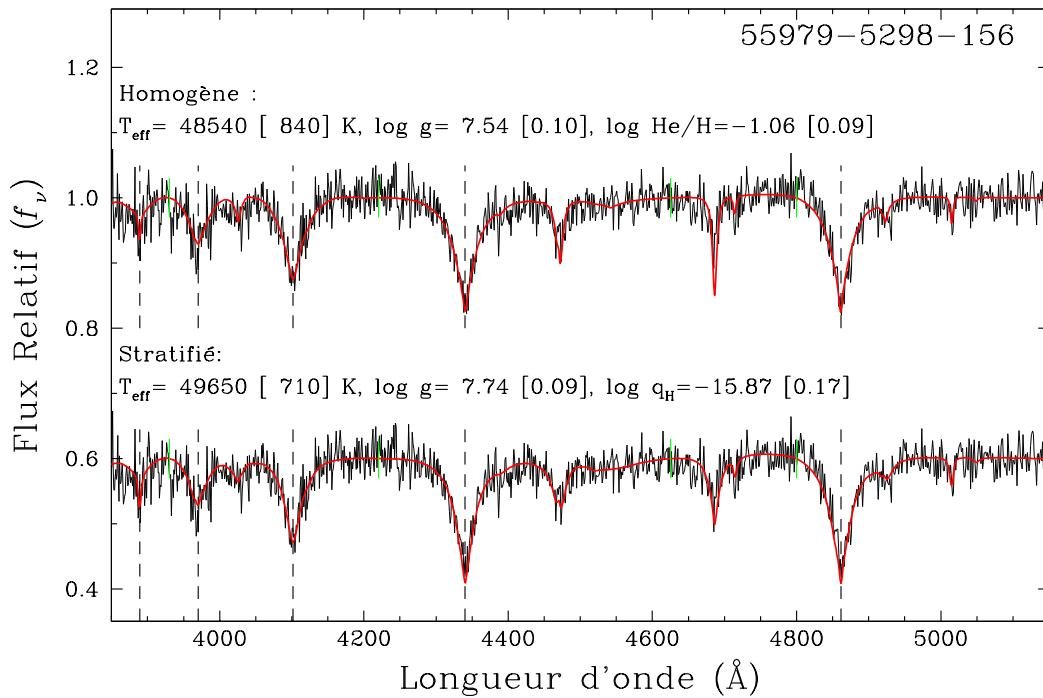


Figure 4.7 – Solutions spectroscopiques de 55979-5298-156.

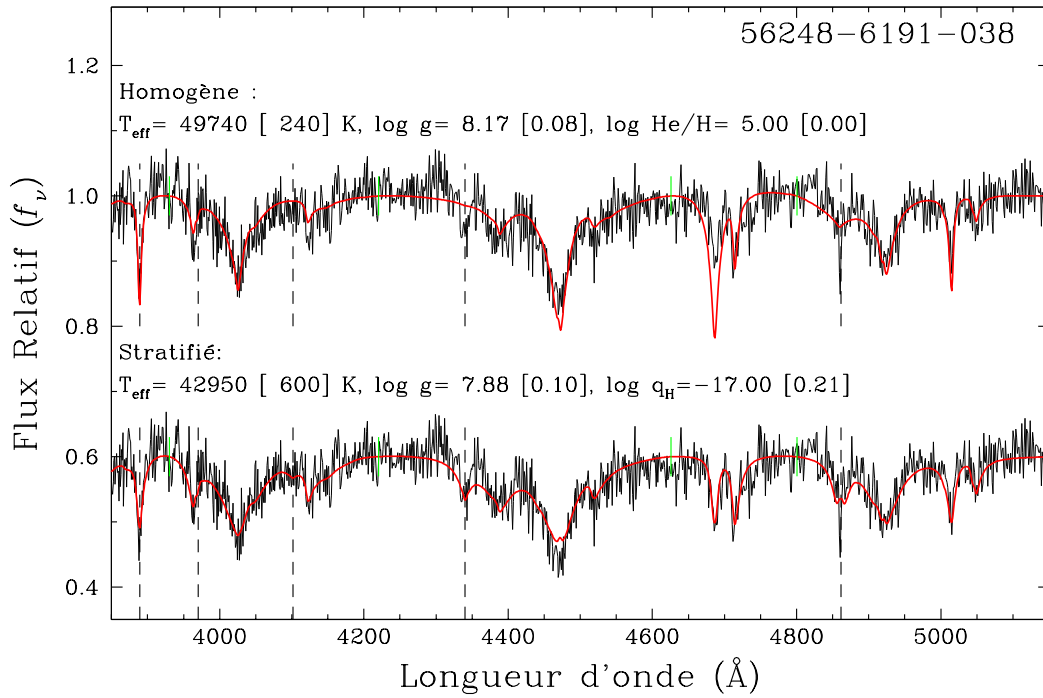


Figure 4.8 – Solutions spectroscopiques de 56248-6191-038. Il s'agit du spectre SDSS de WD 0031+141.

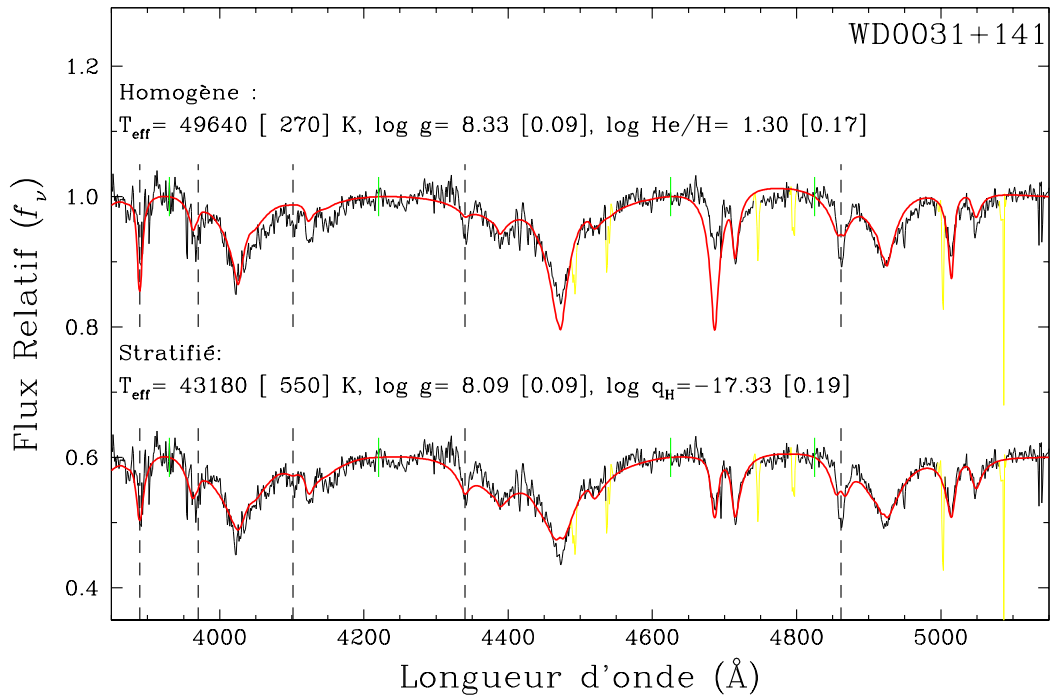


Figure 4.9 – Solutions spectroscopiques de WD 0031+141 (même objet qu'à la figure 4.8). Il s'agit du spectre Gemini.

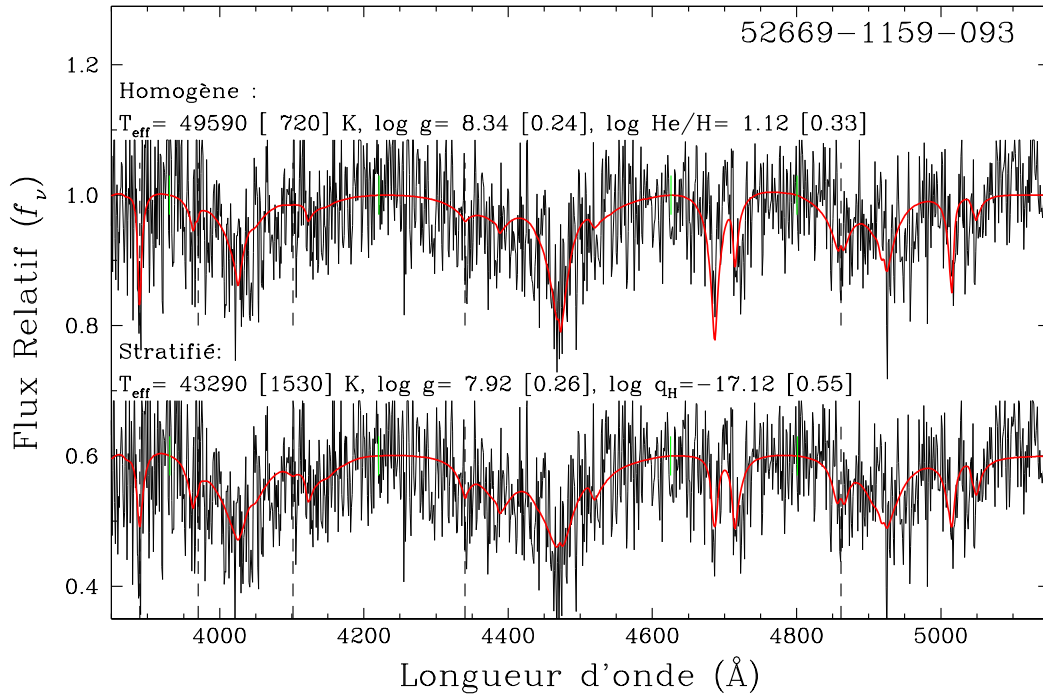


Figure 4.10 – Solutions spectroscopiques de 52669-1159-093.

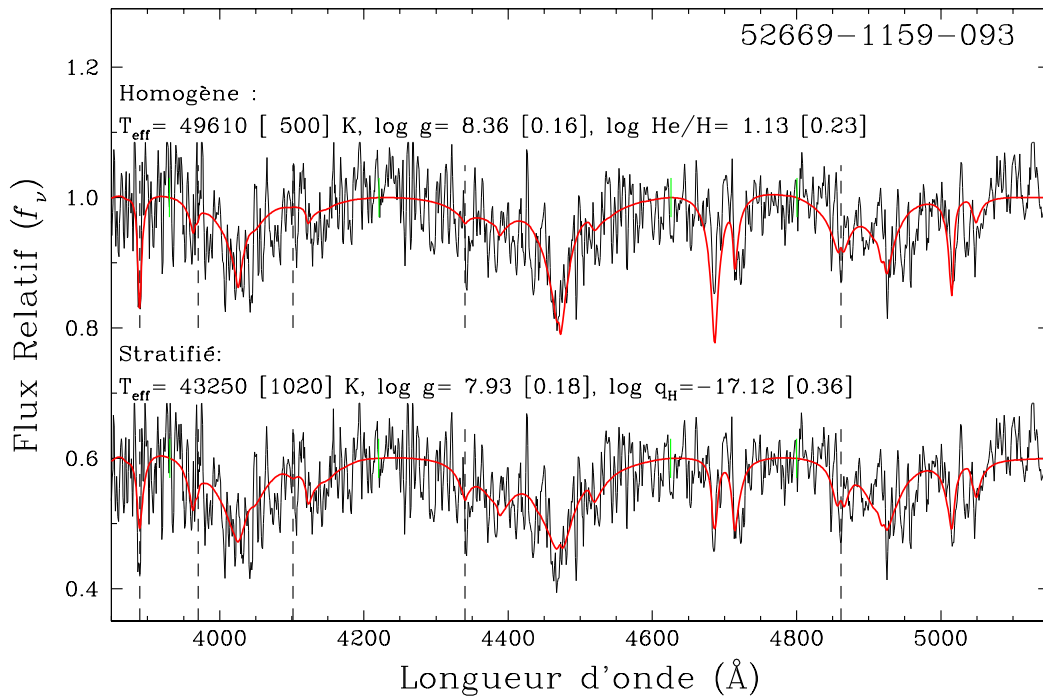


Figure 4.11 – Solutions spectroscopiques de 52669-1159-093 (même objet qu'à la figure 4.10), si filtré.

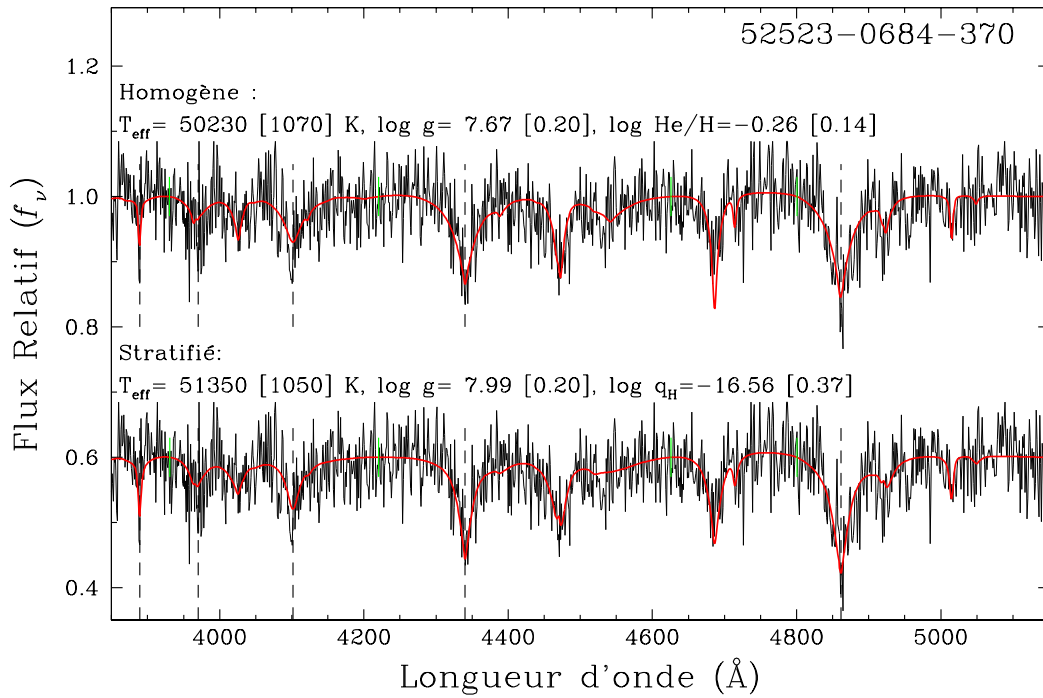


Figure 4.12 – Solutions spectroscopiques de 52523-0684-370. Il s'agit du spectre SDSS de PB 5559.

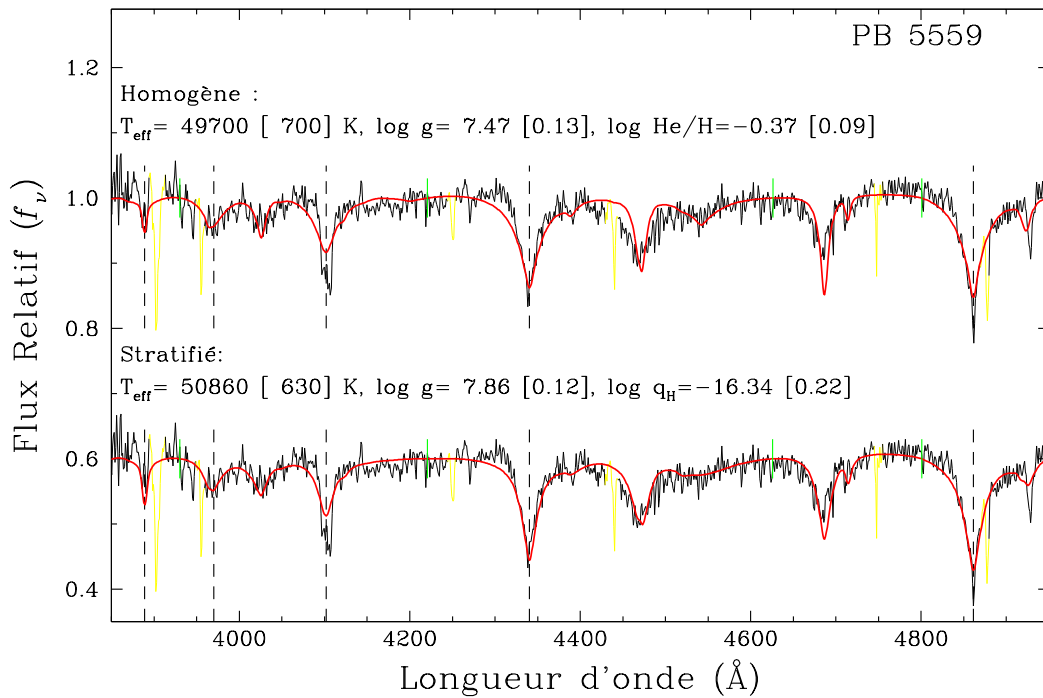


Figure 4.13 – Solutions spectroscopiques de PB 5559 (même objet qu'à la figure 4.12). Il s'agit du spectre Gemini.

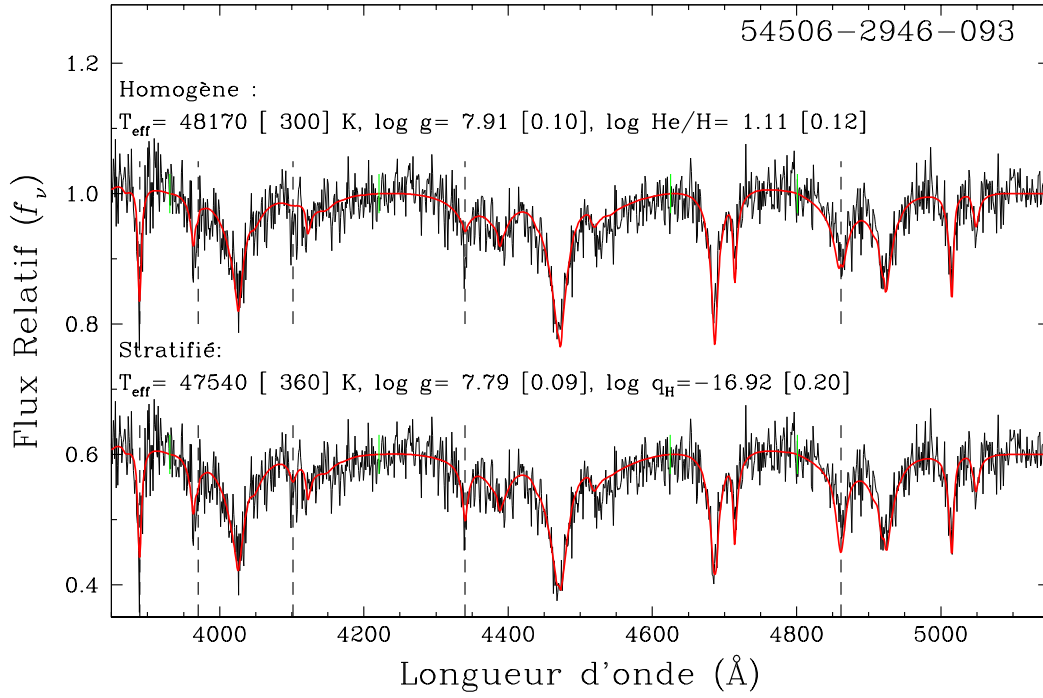


Figure 4.14 – Solutions spectroscopiques de 54506-2946-093.

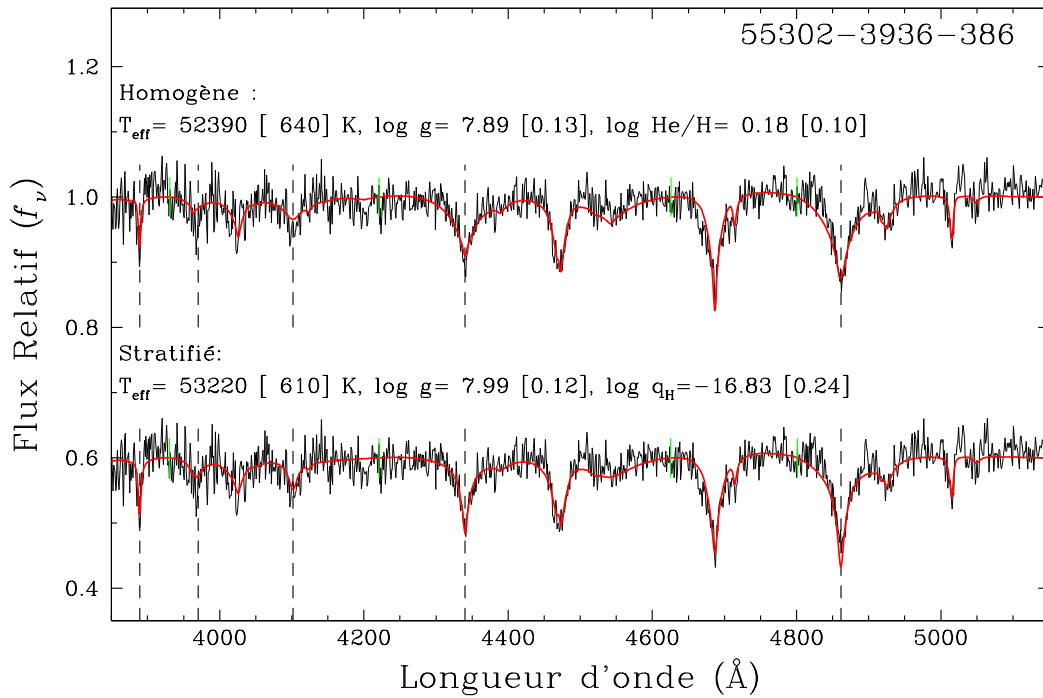


Figure 4.15 – Solutions spectroscopiques de 55302-3936-386.

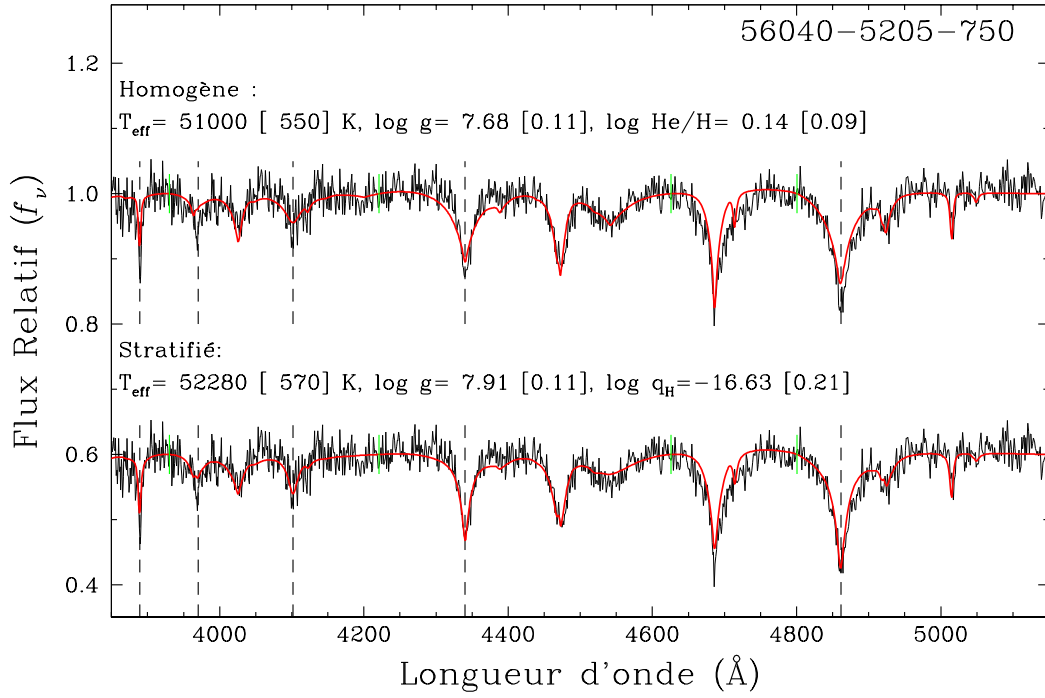


Figure 4.16 – Solutions spectroscopiques de 56040-5205-750.

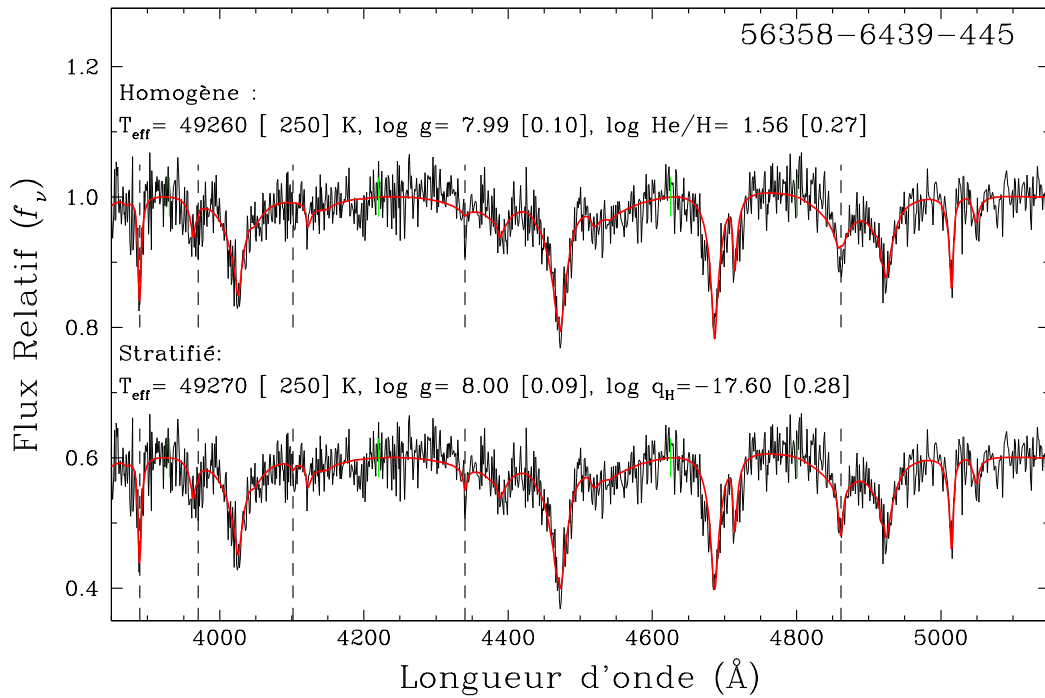


Figure 4.17 – Solutions spectroscopiques de 56358-6439-445.

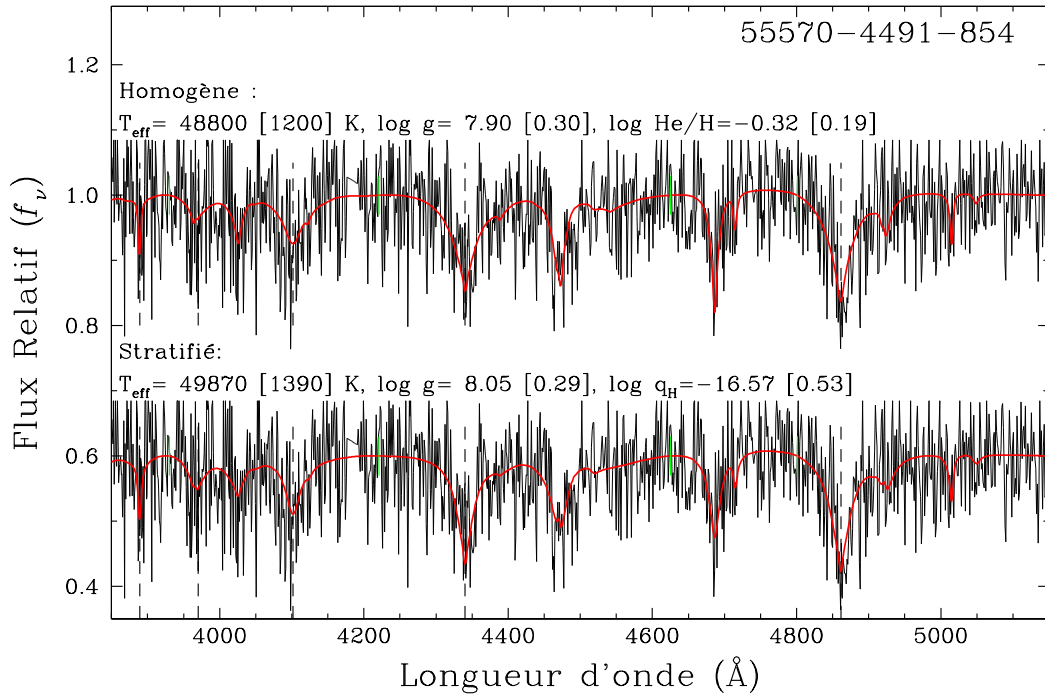


Figure 4.18 – Solutions spectroscopiques de 55570-4491-854.

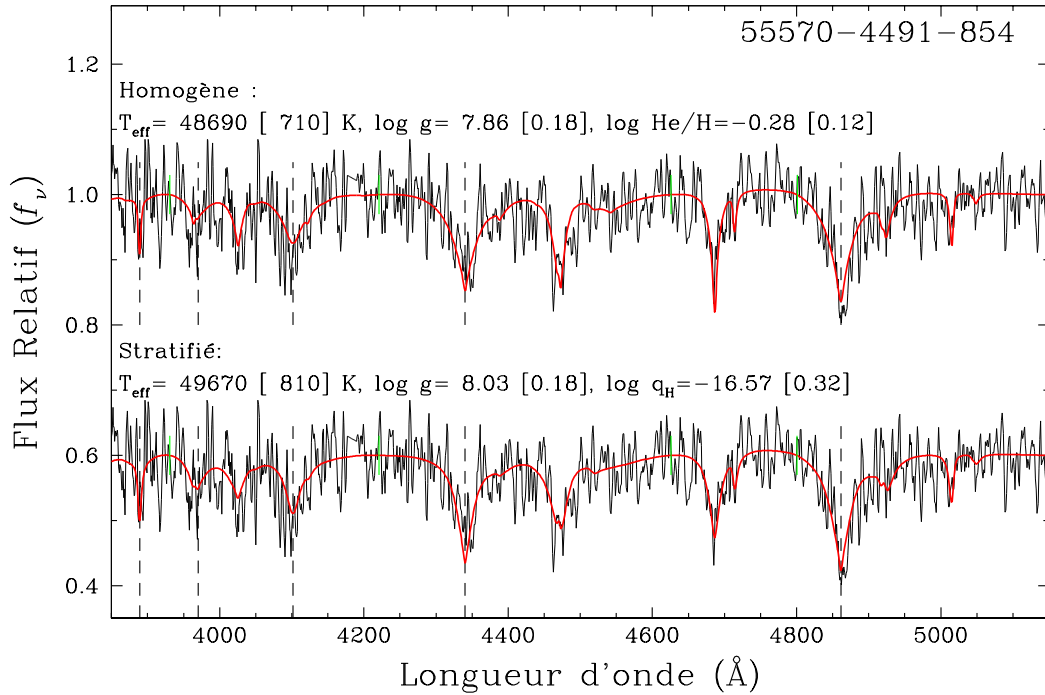


Figure 4.19 – Solutions spectroscopiques de 55570-4491-854 (même objet qu'à la figure 4.18), si filtré.

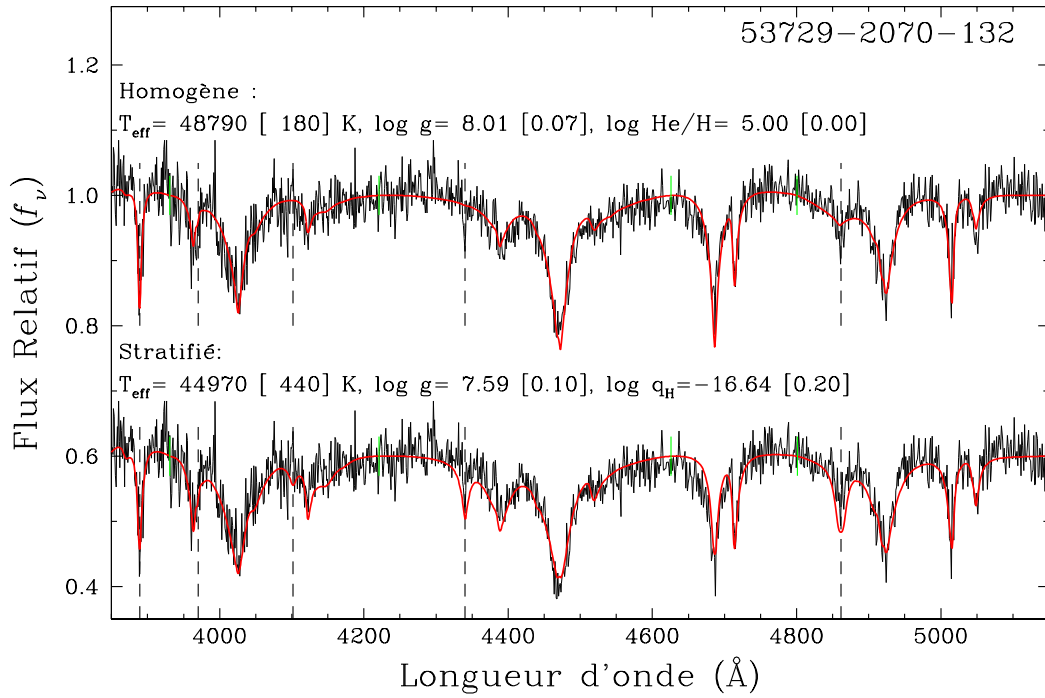


Figure 4.20 – Solutions spectroscopiques de 53729-2070-132. Il s'agit du spectre SDSS de WD 0340-075.

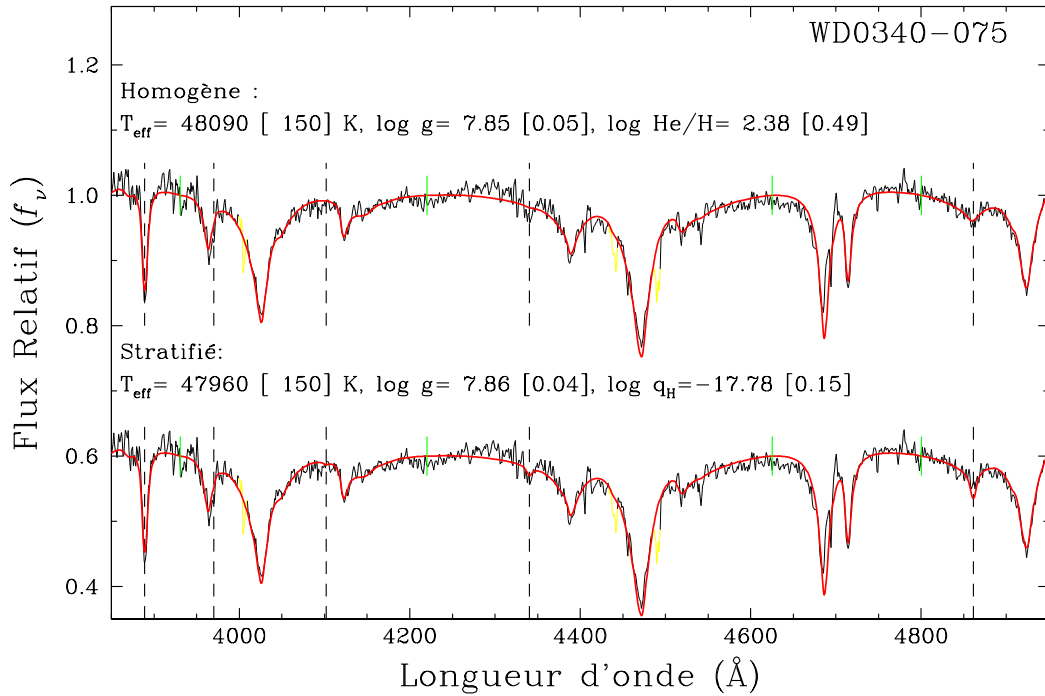


Figure 4.21 – Solutions spectroscopiques de WD 0340-075 (même objet qu'à la figure 4.20). Il s'agit du spectre Gemini.

Nom	Solution	$\log g$	$T_{\text{eff}}(K)$	$\log y / \log q_{\text{H}}$	Type	Note
PG 1305–017	homogène	7.80 (0.06)	45,960 (310)	−0.94 (0.04)	DAOB	2
	stratifiée	7.89 (0.04)	44,890 (530)	−16.11 (0.07)		
54506-2946-093	homogène	7.91 (0.10)	48,173 (295)	1.11 (0.12)	DBOA	
	stratifiée	7.79 (0.09)	47,542 (358)	−16.92 (0.20)		
55302-3936-386	homogène	7.89 (0.13)	52,394 (635)	0.18 (0.10)	DOAB	
	stratifiée	7.99 (0.12)	53,223 (608)	−16.83 (0.24)		
55979-5298-156	homogène	7.54 (0.10)	48,543 (841)	−1.06 (0.09)	DAOB	2
	stratifiée	7.74 (0.09)	49,653 (714)	−15.87 (0.17)		
56040-5205-750	homogène	7.68 (0.11)	51,001 (545)	0.14 (0.09)	DOAB	
	stratifiée	7.91 (0.11)	52,281 (568)	−16.63 (0.21)		
56358-6439-445	homogène	7.99 (0.10)	49,260 (250)	1.56 (0.27)	DBOA	
	stratifiée	8.00 (0.09)	49,270 (250)	−17.60 (0.28)		
52669-1159-093	homogène	8.36 (0.16)	49,613 (499)	1.13 (0.23)	DBOA	
	stratifiée	7.93 (0.18)	43,250 (1021)	−17.12 (0.36)		
55570-4491-854	homogène	7.86 (0.18)	48,685 (709)	−0.28 (0.12)	DAOB	
	stratifiée	8.03 (0.18)	49,666 (814)	−16.57 (0.32)		
55329-4017-734	homogène	7.77 (0.10)	47,338 (449)	−0.44 (0.07)	DAB	
	stratifiée	7.90 (0.09)	29,434 (501)	−16.78 (0.15)		
55654-3961-968	homogène	7.42 (0.13)	44,257 (607)	−0.56 (0.09)	DAB	2
	stratifiée	7.40 (0.15)	40,805 (1236)	−15.61 (0.26)		
56248-6191-038	homogène	8.17 (0.08)	49,736 (239)	5.00 (0.00)	DBOA	1,3
	stratifiée	7.88 (0.10)	42,949 (598)	−17.00 (0.21)		
WD 0031+141	homogène	8.33 (0.09)	49,640 (270)	1.30 (0.17)	DBOA	3
	stratifiée	8.09 (0.09)	43,180 (550)	−17.33 (0.19)		
53729-2070-132	homogène	8.01 (0.07)	48,788 (181)	5.00 (0.00)	DBOA	1
	stratifiée	7.59 (0.10)	44,973 (438)	−16.64 (0.20)		
WD 0340–075	homogène	7.85 (0.05)	48,090 (150)	2.38 (0.49)	DBOA	
	stratifiée	7.86 (0.04)	47,960 (150)	−17.78 (0.15)		
52523-0684-370	homogène	7.67 (0.20)	50,228 (1072)	−0.26 (0.14)	DAOB	1
	stratifiée	7.99 (0.20)	51,352 (1045)	−16.56 (0.37)		
PB 5559	homogène	7.47 (0.13)	49,700 (700)	−0.37 (0.09)	DAOB	
	stratifiée	7.86 (0.12)	50,860 (630)	−16.34 (0.22)		
SDSS J07+31	homogène	7.65 (0.14)	40,820 (1780)	1.27 (0.11)	DBAO	3
	stratifiée	7.36 (0.14)	40,170 (1190)	−16.58 (0.31)		

Tableau 4.I – Les étoiles de la catégorie stratifiée. La composition chimique est $q_{\text{H}} = M_{\text{H}}/M_{*}$ pour les solutions stratifiées et $y = N(\text{He})/N(\text{H})$ pour les solutions homogènes. Les types spectraux proviennent de la classification du chapitre 3. Notes : 1. Le spectre SDSS correspondant au spectre Gemini ci-dessous ; 2. Présence théorique, non observé, d’homogénéisation convective ; 3. Potentiels effets hors-ETL.

Nous notons que certaines solutions stratifiées ne reproduisent pas tout-à-fait parfaitement les spectres observés, mais quand même mieux que les solutions homogènes. La raie modélisée He I $\lambda 4471$ n'est pas assez profonde pour l'étoile SDSS J074538.17+312205.3 (figure 4.5) et WD 0031+141 (figure 4.9). Une raie en émission se trouve dans le coeur de He I $\lambda 4471$. Bien que cela soit possible dans un modèle ETL grâce à l'inversion de température due au changement rapide d'opacité (voir section 2.2.3), la réalité de ces deux spectres nous indique qu'il faudrait probablement un modèle hors-ETL pour bien prendre en compte ces effets. Nous notons aussi que les spectres de WD 0031+141 et PB 5559 (figures 4.9 et 4.13) contiennent des raies trop profondes et à forme rectangulaire étrange. Il s'agit probablement de rayons cosmiques qui ont survécu à la réduction et qui se sont additionnés au flux des raies. Somme toute, les spectres SDSS correspondants ne sont pas touchés par ce problème et les solutions sont comparables.

À la section 2.2.3, nous avons aussi mentionné que, même si nos modèles stratifiés étaient uniquement radiatifs, la présence de convection aurait pu homogénéiser le profil de stratification chimique. La figure 2.10 montrait pour quels paramètres l'approximation d'une atmosphère complètement radiative était raisonnable ou non. Seuls les spectres de 55979-5298-156, 55654-3961-968 et PG 1305-017 s'approchent des paramètres limites où l'homogénéisation convective est potentiellement présente. Selon nos critères (voir section 2.2.3.3), ils devraient quand même être stratifiés. Justement, leurs solutions stratifiées sont très convaincantes et meilleures que leurs solutions homogènes, en particulier pour PG 1305-017, et force est de constater que nos critères d'homogénéisation étaient physiquement cohérents.

L'étoile 55329-4017-734 (figure 4.4) a été une surprise pour nous. Il s'agit d'un DAB (presque DBA) extrême. On ne devrait pas trouver une telle étoile dans la région de déficience des DB (entre $T_{\text{eff}} = 45,000$ et $30,000$ K, voir chapitre 1). Les théories récentes proposent plutôt que les seules DB dans cette région sont nées avec une atmosphère composée purement d'hélium. 55329-4017-734 est clairement en contradiction avec cette hypothèse puisqu'elle possède simultanément une quantité non-négligeable d'hélium et d'hydrogène. De plus, cette étoile a conservé son profil chimiquement stratifié, même à $\sim 30,000$ K.

Elle pourrait tout-à-fait être homogénéisée par dilution convective à court terme.

Aussi, nous ne nous attendions pas au départ à retrouver des étoiles à atmosphère stratifiée sans hélium ionisé ($T_{\text{eff}} \lesssim 40,000$ K). En fait, aucune étoile stratifiée n'est de type spectral DAO, un des types principalement recherchés (voir chapitre 3). Les étoiles stratifiées sont toutes de type spectral montrant minimalement de l'hydrogène et de l'hélium neutre. Nous espérons que ces résultats permettent une meilleure recherche des étoiles stratifiées dans le futur.

En 1994, une seule étoile stratifiée était connue parmi ~ 2000 étoiles naines blanches répertoriées. Au tout début du projet, nous avons considéré qu'il serait sûrement possible de trouver une dizaine d'étoiles stratifiées si l'échantillon du SDSS était utilisée. Au final, dans les $\sim 38,000$ étoiles naines blanches connues du SDSS, 14 étoiles ont été identifiées comme stratifiées. Des 18 spectres répertoriés au tableau 4.I, nous excluons donc ici l'étoile PG 1305–017, déjà connue, et les spectres doublons des étoiles observées sur le télescope Gemini, soit WD 0031+141 (56248-6191-038), WD 0340–075 (53729-2070-132) et PB 5559 (52523-0684-370).

4.2.3 Étoiles à atmosphère chimiquement indistincte

Dans cette sous-section, nous présenterons les spectres indistincts (figures 4.22 à 4.35), c'est-à-dire ceux dont la solution spectroscopique homogène n'est pas particulièrement meilleure que la solution spectroscopique stratifiée, et vice-versa. Dans tous les cas, il est donc impossible, en se basant sur l'analyse spectroscopique, de discriminer directement sur la présence ou non de stratification chimique. Par la suite, les résultats seront résumés dans le tableau 4.II et nous discuterons de ceux-ci.

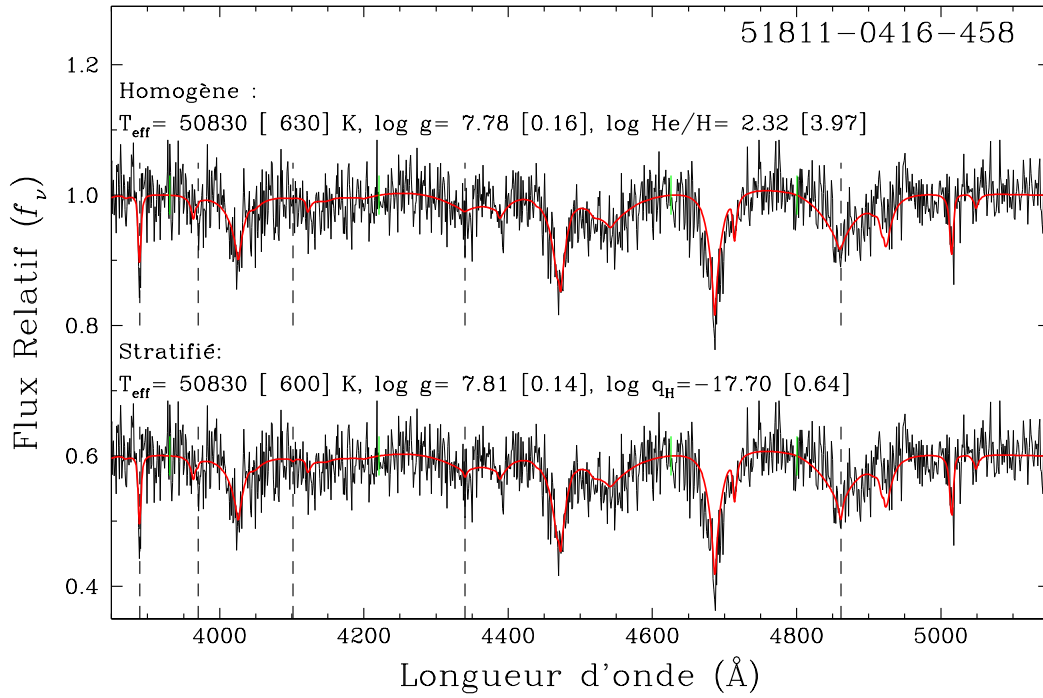


Figure 4.22 – Solutions spectroscopiques de 51811-0416-458.

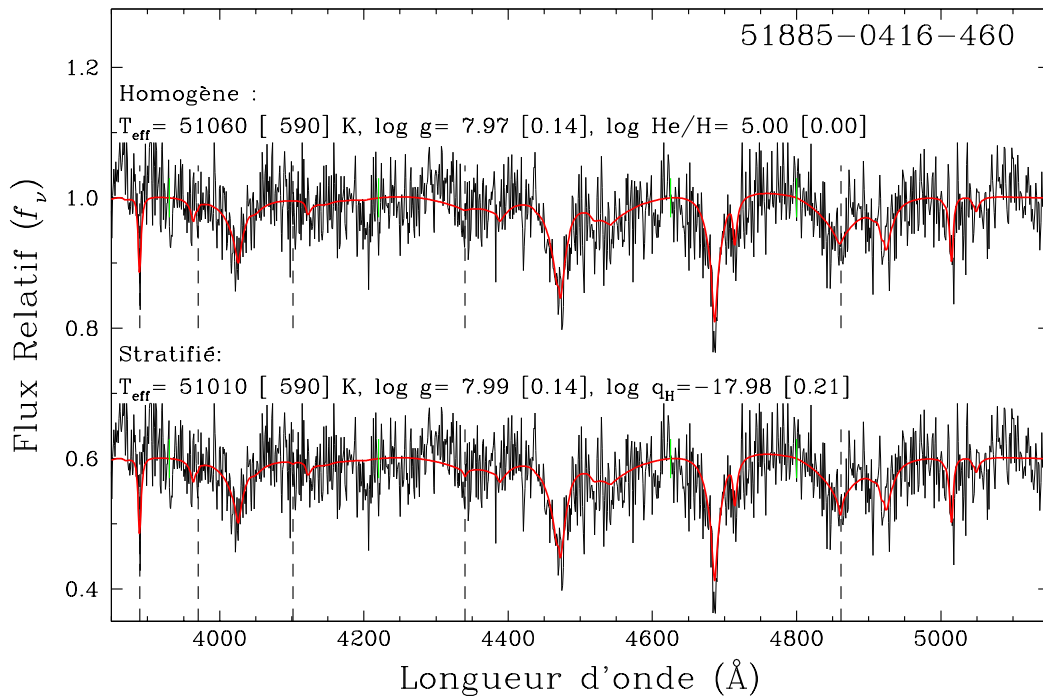


Figure 4.23 – Solutions spectroscopiques de 51885-0416-460.

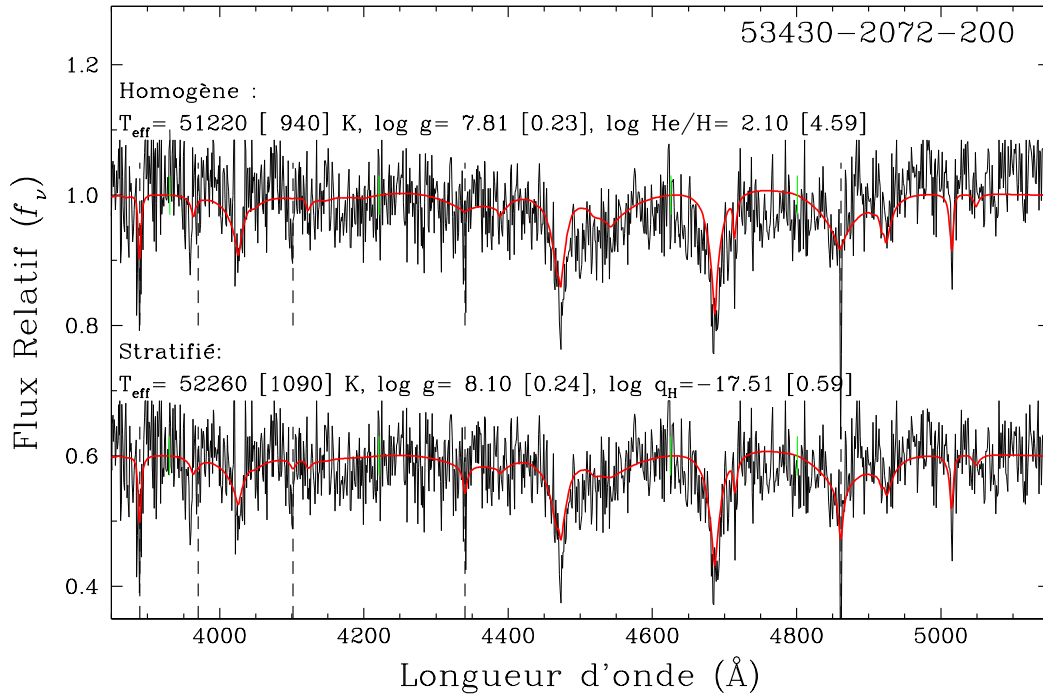


Figure 4.24 – Solutions spectroscopiques de 53430-2072-200.

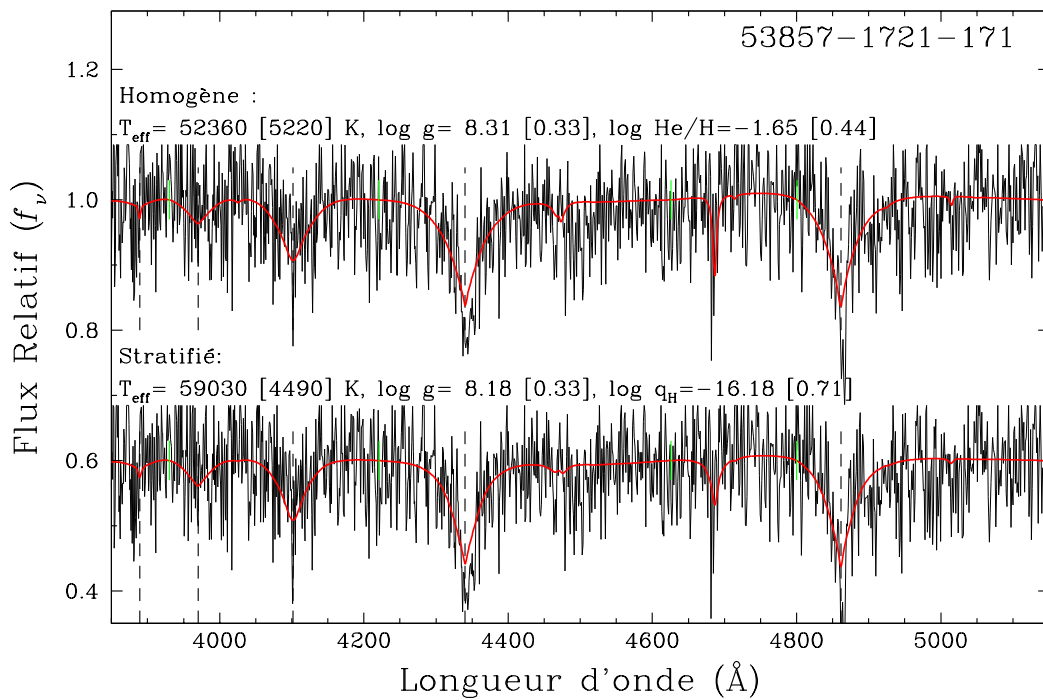


Figure 4.25 – Solutions spectroscopiques de 53857-1721-171.

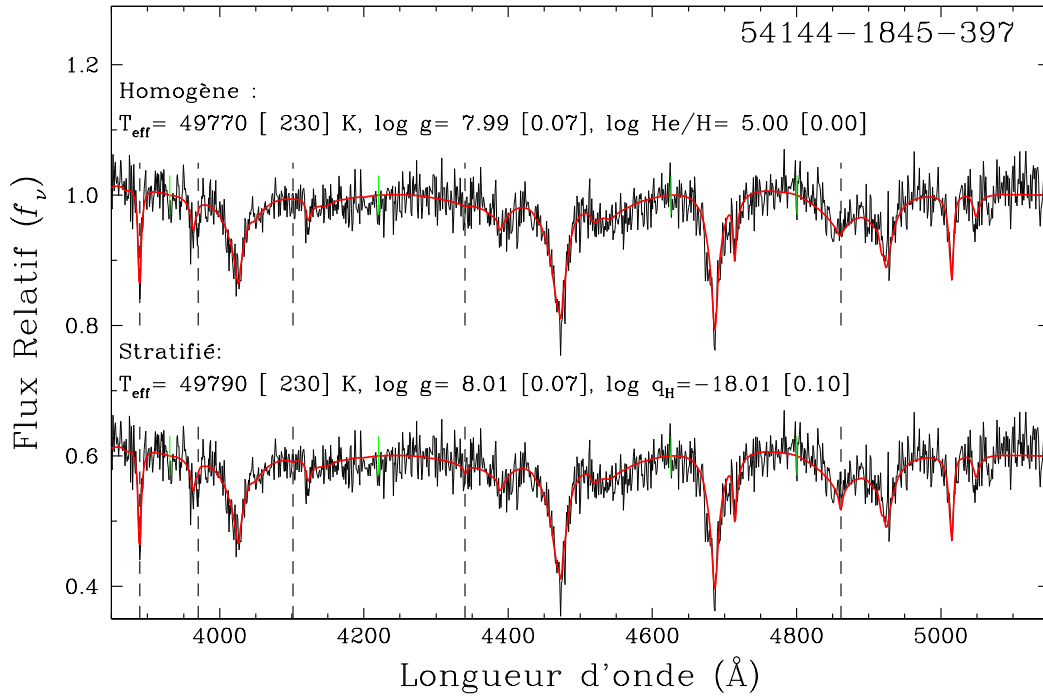


Figure 4.26 – Solutions spectroscopiques de 54144-1845-397.

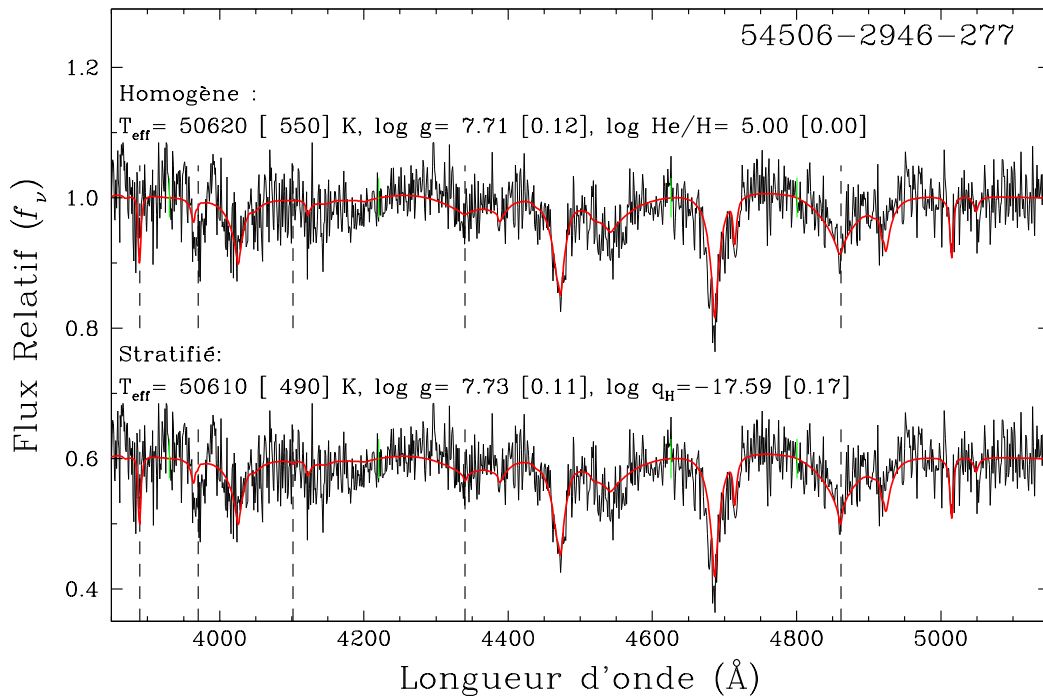


Figure 4.27 – Solutions spectroscopiques de 54506-2946-277.

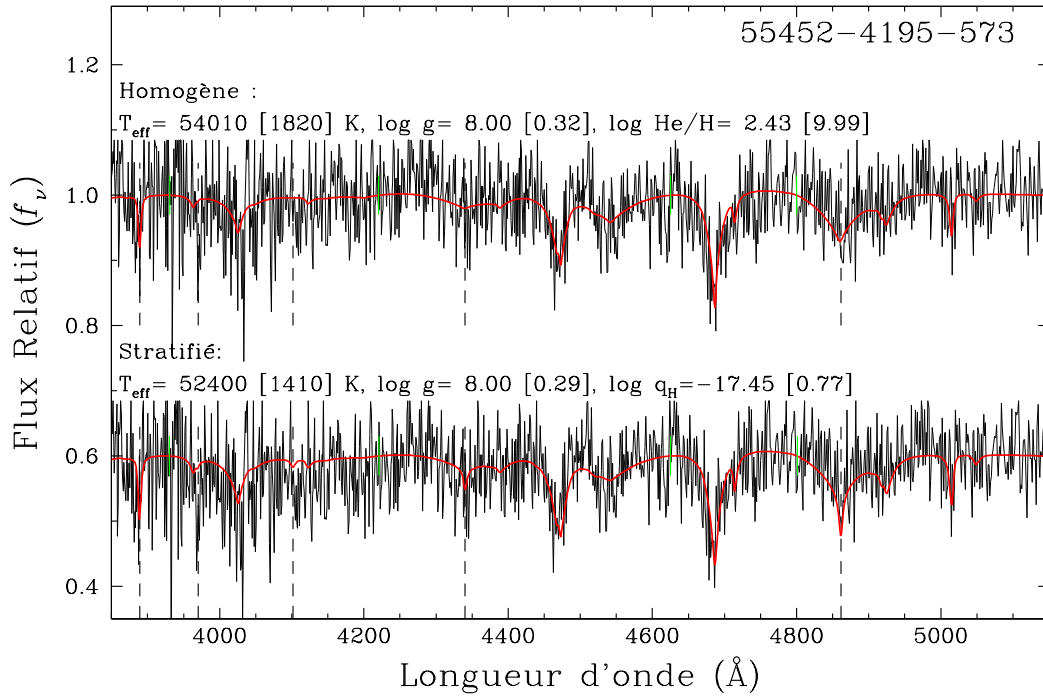


Figure 4.28 – Solutions spectroscopiques de 55452-4195-573.

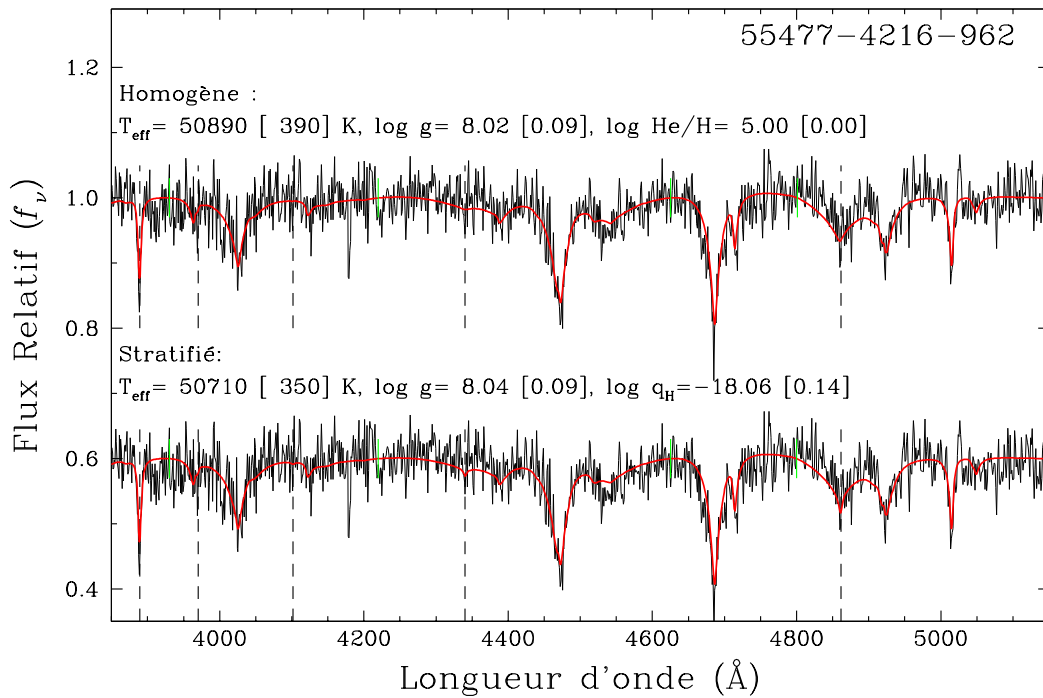


Figure 4.29 – Solutions spectroscopiques de 55477-4216-962.

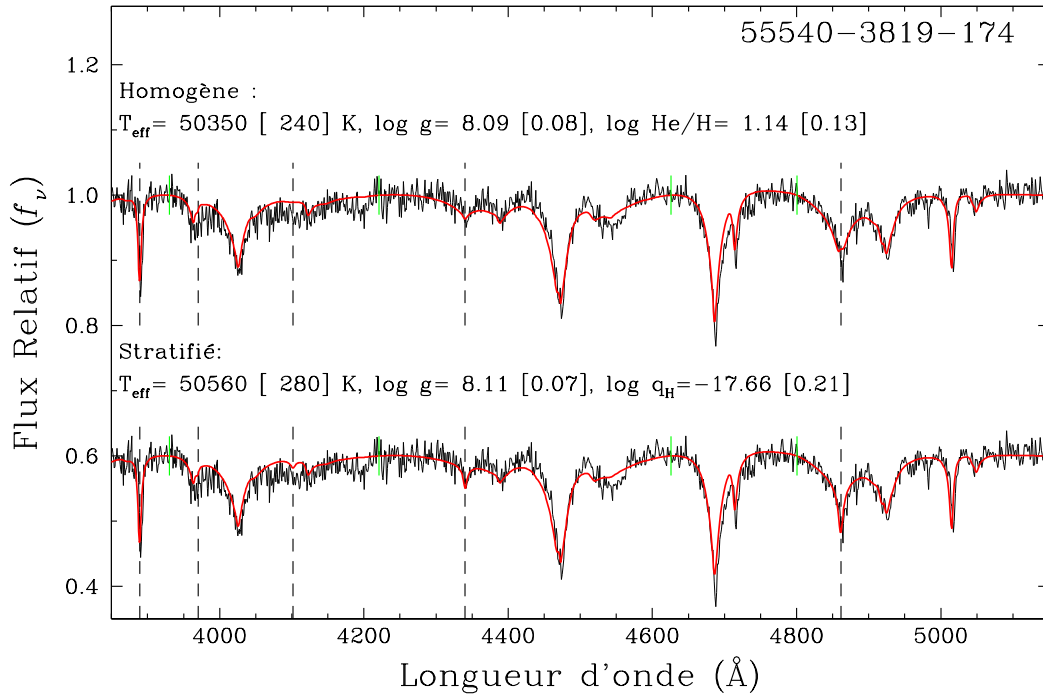


Figure 4.30 – Solutions spectroscopiques de 55540-3819-174.

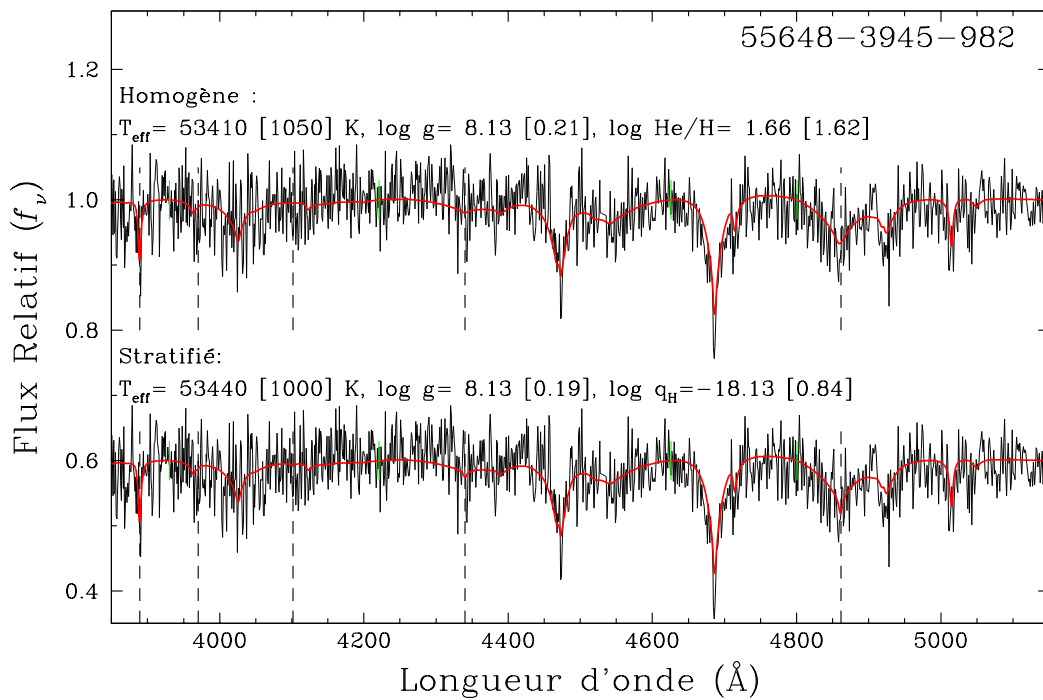


Figure 4.31 – Solutions spectroscopiques de 55648-3945-982.

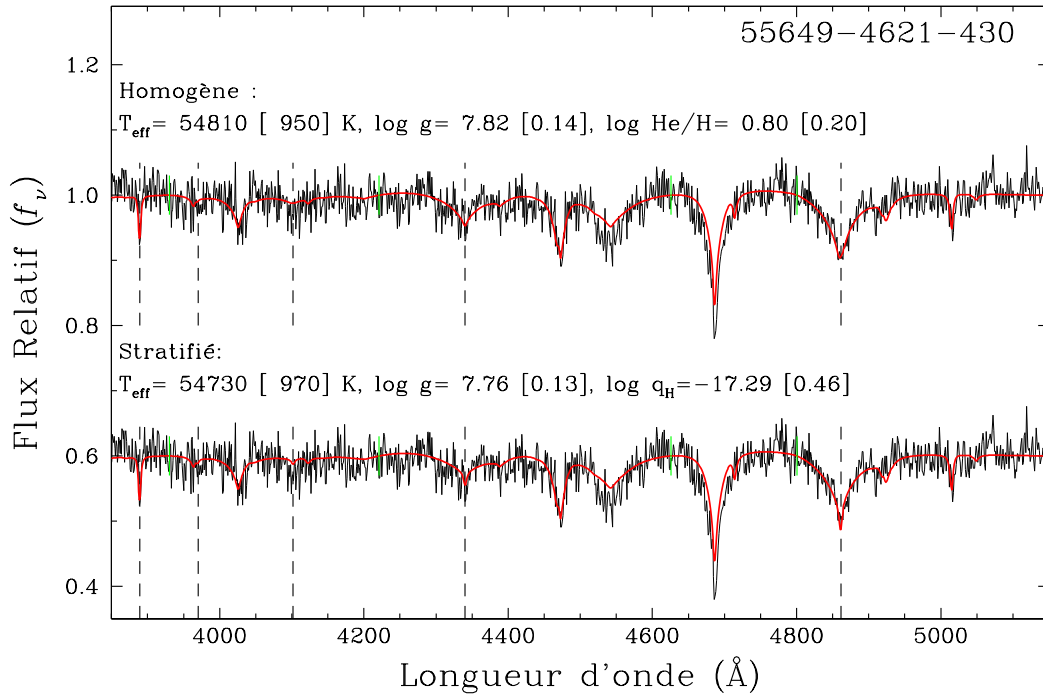


Figure 4.32 – Solutions spectroscopiques de 55649-4621-430.

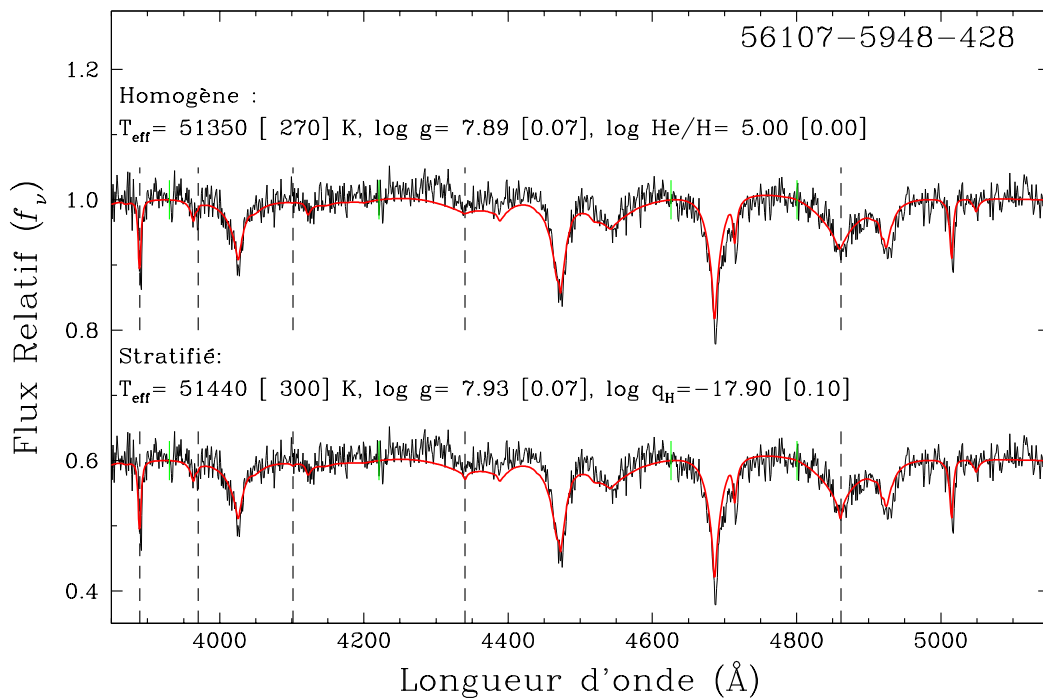


Figure 4.33 – Solutions spectroscopiques de 56107-5948-428.

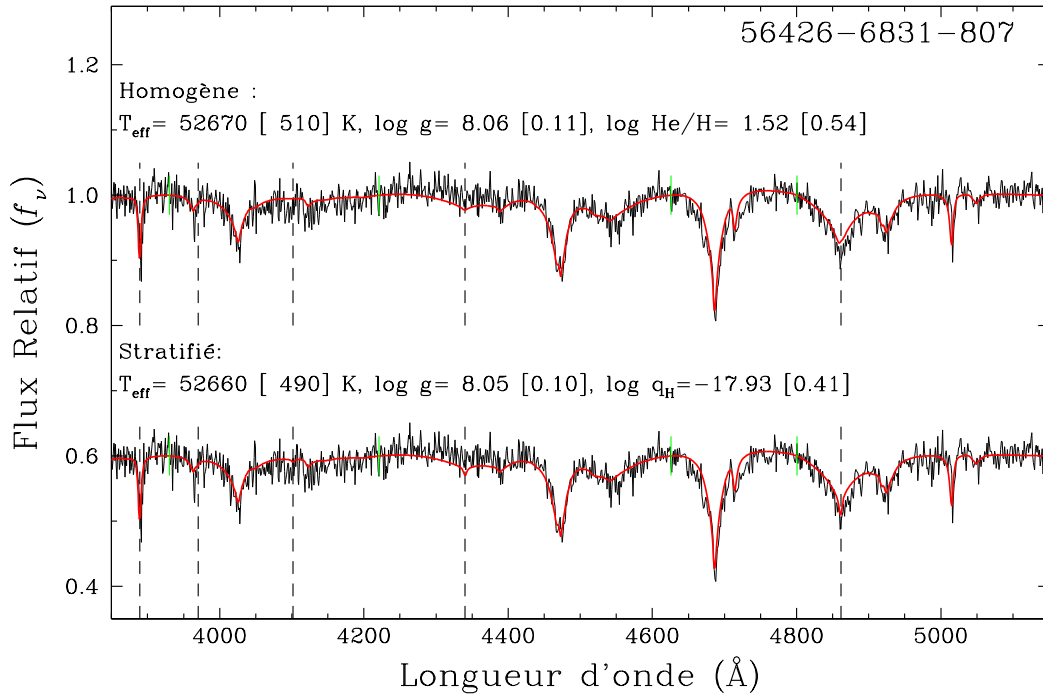


Figure 4.34 – Solutions spectroscopiques de 56426-6831-807.

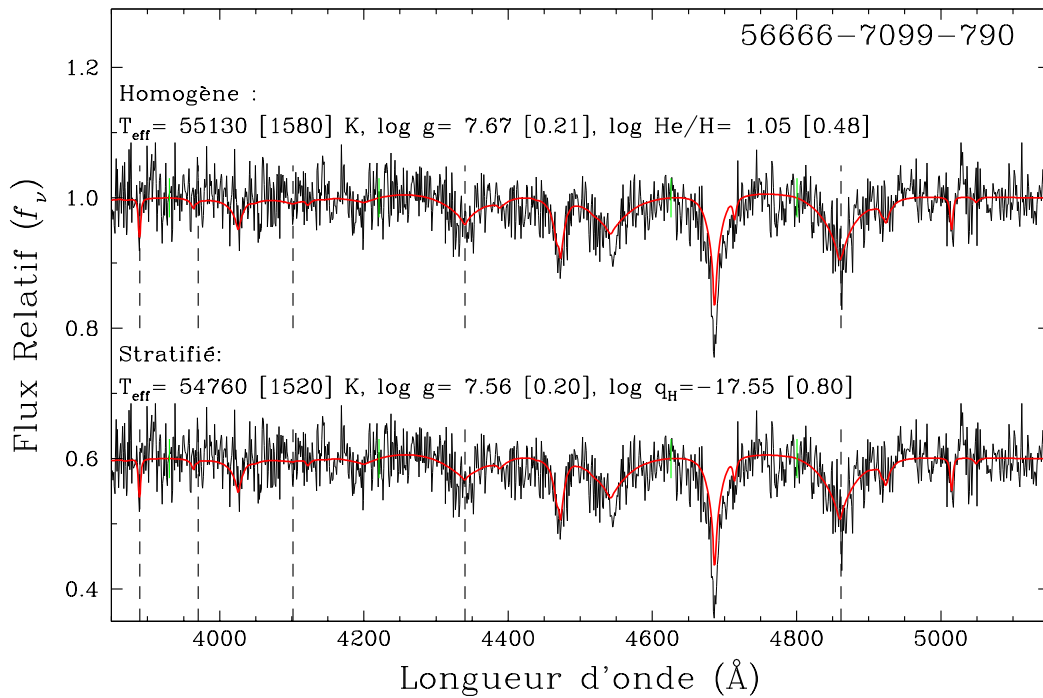


Figure 4.35 – Solutions spectroscopiques de 56666-7099-790.

Deux cas distincts sont présents dans cette catégorie. Il y a tout d'abord les spectres avec un rapport signal-sur-bruit trop bas. Ensuite, il y a les étoiles dont l'atmosphère est complètement dominée par un élément, faisant en sorte que la zone de transition du profil de stratification chimique est soit trop profonde ou trop en surface, et n'est plus visible spectroscopiquement. En effet, tel que vu à la figure 2.7, une étoile à $T_{\text{eff}} = 45,000$ K et $\log g = 8.0$ avec $\log q_{\text{H}} = -18$ ressemble à une DBO homogène, alors qu'à $\log q_{\text{H}} = -15$ elle ressemble à une DA homogène. Mais où se situe exactement cette limite de composition chimique où l'on peut encore discriminer les deux solutions? La figure 4.36 illustre bien où on doit s'attendre à une distinction plus évidente. Deux boîtes de paramètres approximatifs pour les solutions dégénérées peuvent être définies visuellement. Les étoiles de $\log N(\text{He})/N(\text{H}) \in [-5, -2]$ et $T_{\text{eff}} \in [30000, 60000]$ ou $\log N(\text{He})/N(\text{H}) \in [1, 5]$ et $T_{\text{eff}} \in [45000, 60000]$ seront presque toujours indistinctes.

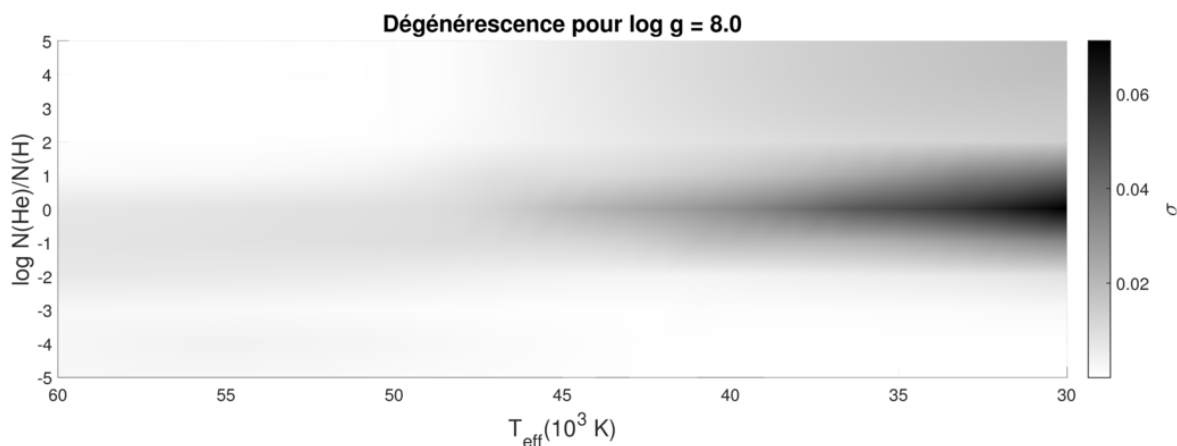


Figure 4.36 – La dégénérescence des spectres synthétiques homogènes et stratifiés. Des spectres stratifiés sont ajustées sur des spectres homogènes. L'écart-type σ est calculé entre la meilleure solution stratifiée et le spectre homogène. Les zones grises et noires représentent donc des paramètres auxquels les spectres synthétiques seront différents et les zones blanches des paramètres où les solutions apparaîtront dégénérées et indistinctes. Des figures quasi-identiques sont trouvées pour les autres gravités de surface.

Bien que les solutions soient indistinctes, les processus d'homogénéisation de l'atmosphère sont théoriquement absents à $T_{\text{eff}} \gtrsim 50,000$ K et $\log g \sim 8$, à l'exception de la diffusion chimique. La grande majorité de ces étoiles doivent donc avoir une atmosphère

chimiquement stratifiée. On ne voit tout simplement pas les caractéristiques spectroscopiques de celle-ci.

MJD-P-F	Solution	$\log g$	$T_{\text{eff}}(K)$	$\log y / \log q_{\text{H}}$	Type	Note
51811-0416-458	homogène	7.78 (0.16)	50,825 (633)	2.32 (3.97)	DOBA	1
	stratifiée	7.81 (0.14)	50,833 (603)	-17.70 (0.64)		
51885-0416-460	homogène	7.97 (0.14)	51,063 (589)	5.00 (0.00)	DOBA	1
	stratifiée	7.99 (0.14)	51,013 (586)	-17.98 (0.21)		
53430-2072-200	homogène	7.81 (0.23)	51,221 (935)	2.10 (4.59)	DOBA	1,2
	stratifiée	8.10 (0.24)	52,259 (1088)	-17.51 (0.59)		
53857-1721-171	homogène	8.31 (0.33)	52,356 (5218)	-1.65 (0.44)	DAO	1,2
	stratifiée	8.18 (0.33)	59,028 (4485)	-16.18 (0.71)		
54144-1845-397	homogène	7.99 (0.07)	49,766 (228)	5.00 (0.00)	DOBA	1
	stratifiée	8.01 (0.07)	49,790 (225)	-18.01 (0.10)		
54506-2946-277	homogène	7.71 (0.12)	50,623 (551)	5.00 (0.00)	DOBA	1
	stratifiée	7.73 (0.11)	50,608 (491)	-17.59 (0.17)		
55452-4195-573	homogène	8.00 (0.32)	54,005 (1818)	2.43 (9.99)	DOBA	1,2
	stratifiée	8.00 (0.29)	52,398 (1406)	-17.45 (0.77)		
55477-4216-962	homogène	8.02 (0.09)	50,886 (389)	5.00 (0.00)	DOBA	1
	stratifiée	8.04 (0.09)	50,707 (354)	-18.06 (0.14)		
55540-3819-174	homogène	8.09 (0.08)	50,350 (243)	1.14 (0.13)	DOBA	1
	stratifiée	8.11 (0.07)	50,564 (281)	-17.66 (0.21)		
55648-3945-982	homogène	8.13 (0.21)	53,410 (1046)	1.66 (1.62)	DOBA	1
	stratifiée	8.13 (0.19)	53,439 (1002)	-18.13 (0.84)		
55649-4621-430	homogène	7.82 (0.14)	54,806 (948)	0.80 (0.20)	DOBA	1
	stratifiée	7.76 (0.13)	54,729 (972)	-17.29 (0.46)		
56107-5948-428	homogène	7.89 (0.07)	51,349 (273)	5.00 (0.00)	DOBA	1
	stratifiée	7.93 (0.07)	51,437 (297)	-17.90 (0.10)		
56426-6831-807	homogène	8.06 (0.11)	52,667 (514)	1.52 (0.54)	DOBA	1
	stratifiée	8.05 (0.10)	52,664 (489)	-17.93 (0.41)		
56666-7099-790	homogène	7.67 (0.21)	55,134 (1580)	1.05 (0.48)	DOBA	1
	stratifiée	7.56 (0.20)	54,755 (1523)	-17.55 (0.80)		

Tableau 4.II – Les étoiles de la catégorie indistincte. La composition chimique est $q_{\text{H}} = M_{\text{H}}/M_{\star}$ pour les solutions stratifiées et $y = N(\text{He})/N(\text{H})$ pour les solutions homogènes. Les types spectraux proviennent de la classification du chapitre 3. Notes : 1. Abondance trop grande d’H ou d’He ; 2. Mauvais rapport signal-sur-bruit.

4.2.4 Étoiles à atmosphère homogène

Dans cette sous-section, nous présenterons les spectres homogènes, c'est-à-dire ceux dont la solution spectroscopique homogène est meilleure que la solution spectroscopique stratifiée (figures 4.37 à 4.43). Par la suite, les résultats seront résumés dans le tableau 4.III et nous discuterons de ceux-ci. Avant toute chose, rappelons-nous que la grille de modèles utilisée dans ce projet ne dépasse pas les 60,000 K. Ce choix, expliqué au chapitre 1, était basé sur l'article de Gianninas et al. (2010), qui démontre que les métaux peuvent provoquer des vents stellaires qui homogénéisent l'atmosphère à des températures plus chaudes que 60,000-80,000 K. Notons aussi que les effets hors-ETL deviennent très importants à ces températures, alors que nos modèles sont à l'ETL. Pour toutes ces raisons, les étoiles dont la solution spectroscopique tend à dépasser la barre de 60,000 K sont retirées de l'échantillon. Voici la liste d'étoiles correspondantes à ce cas : 52620-0932-126, 52901-1242-412, 53710-2310-594, 53793-2205-551, 54086-2420-350, 54211-2690-450, 54571-2446-440, 54581-2903-514, 55644-4739-110, 55688-4177-558, 55749-4953-830, 55953-5293-998, 55988-5465-072, 56077-5190-386, 56093-5947-874, 56239-6283-558 et 56384-6644-473.

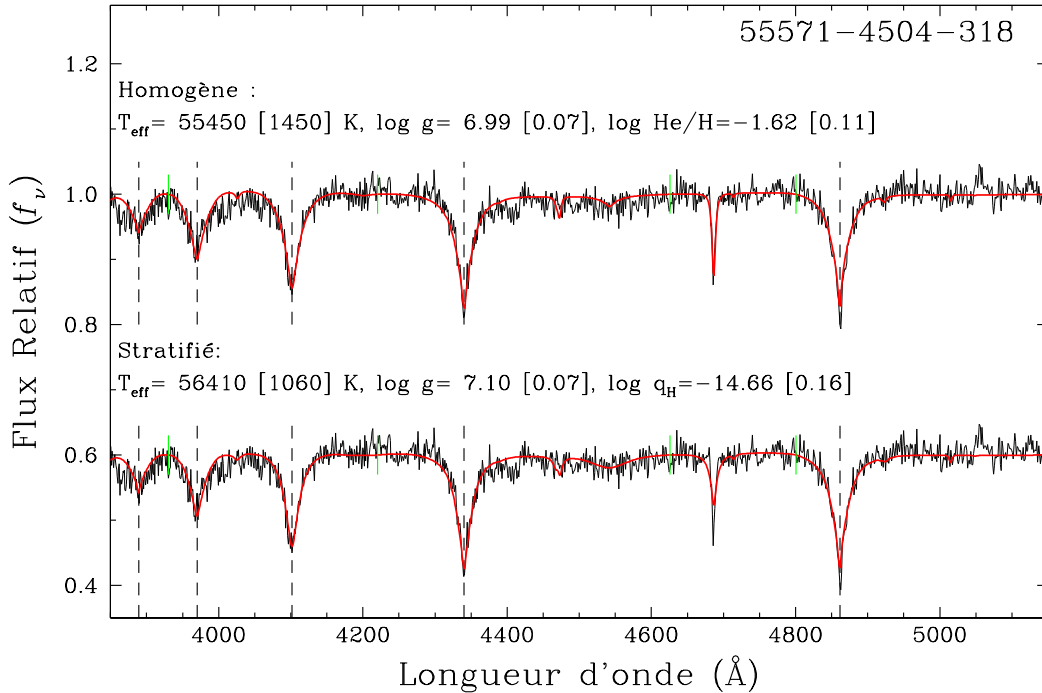


Figure 4.37 – Solutions spectroscopiques de 55571-4504-318.

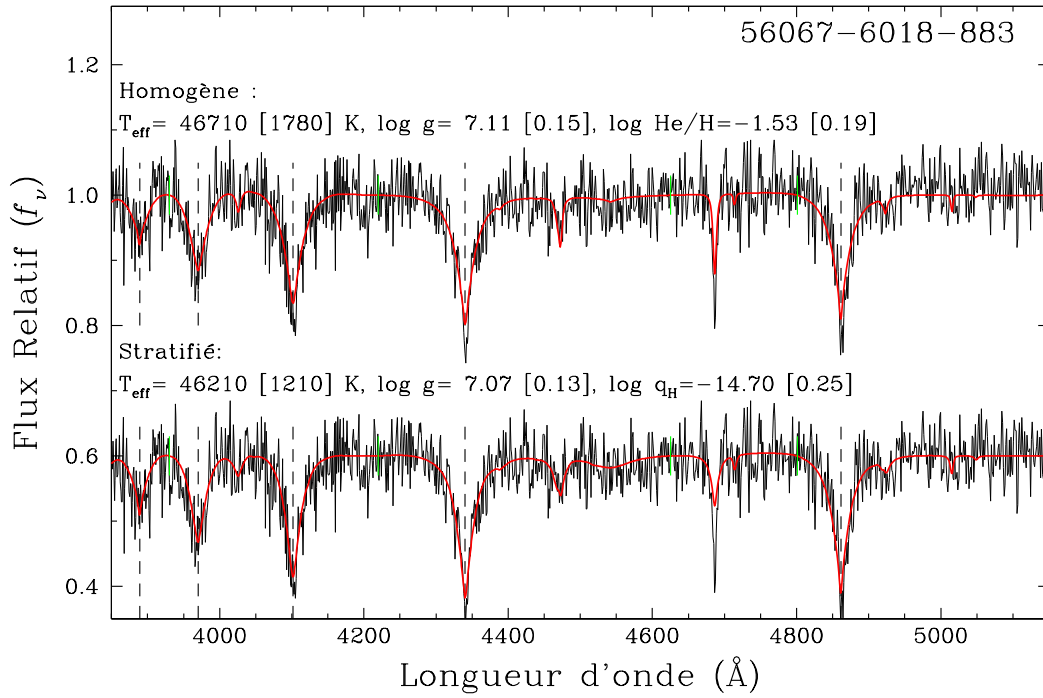


Figure 4.38 – Solutions spectroscopiques de 56067-6018-883.

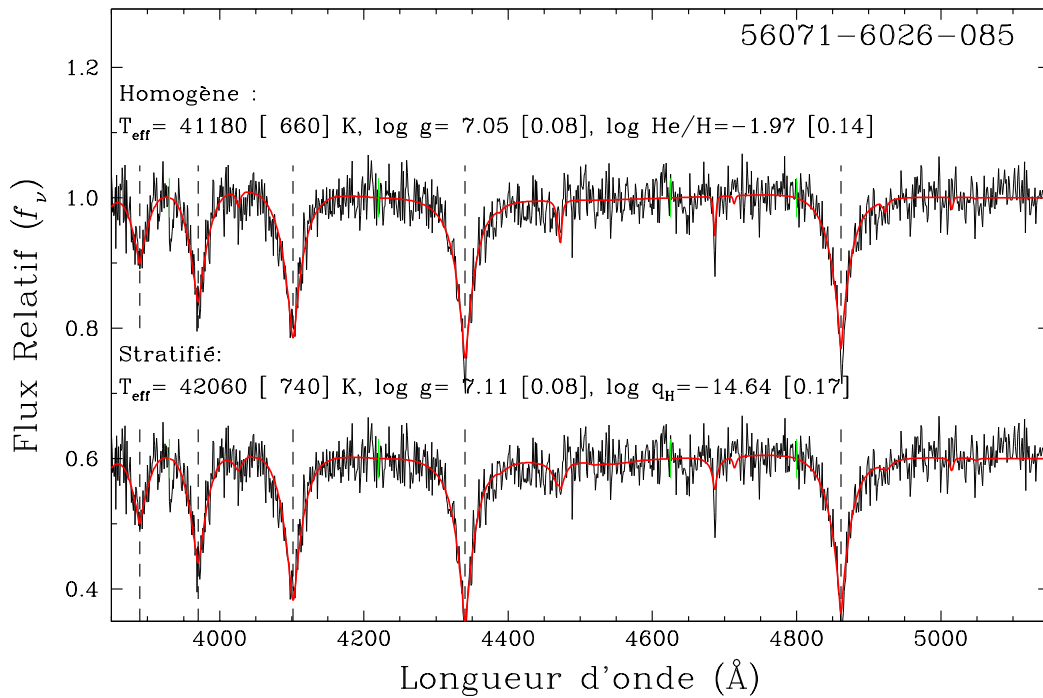


Figure 4.39 – Solutions spectroscopiques de 56071-6026-085.

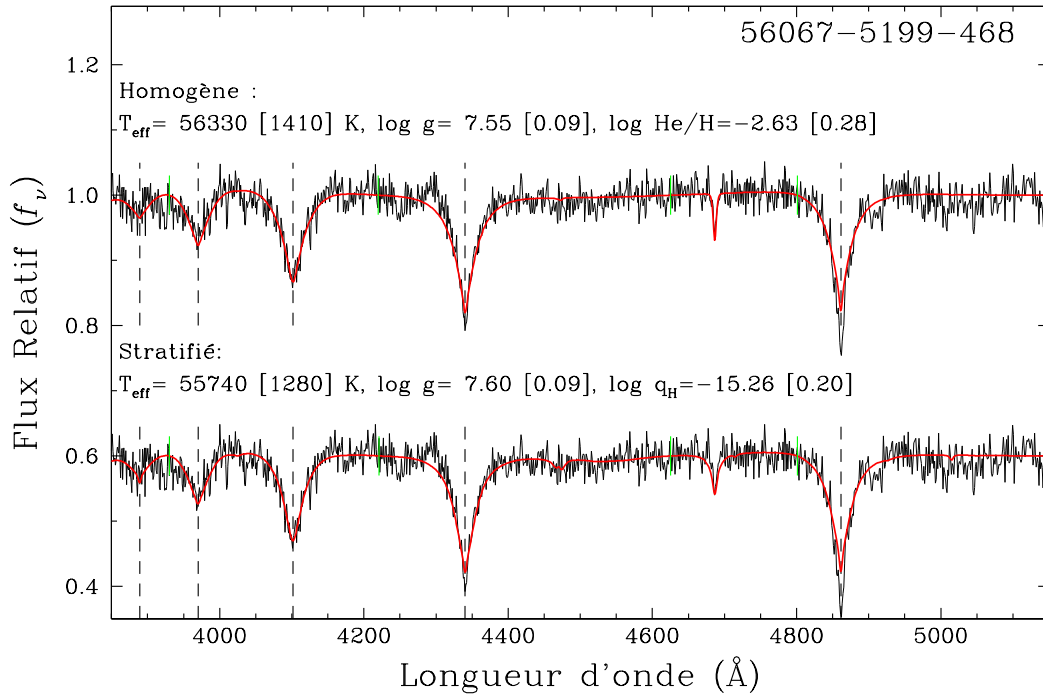


Figure 4.40 – Solutions spectroscopiques de 56067-5199-468.

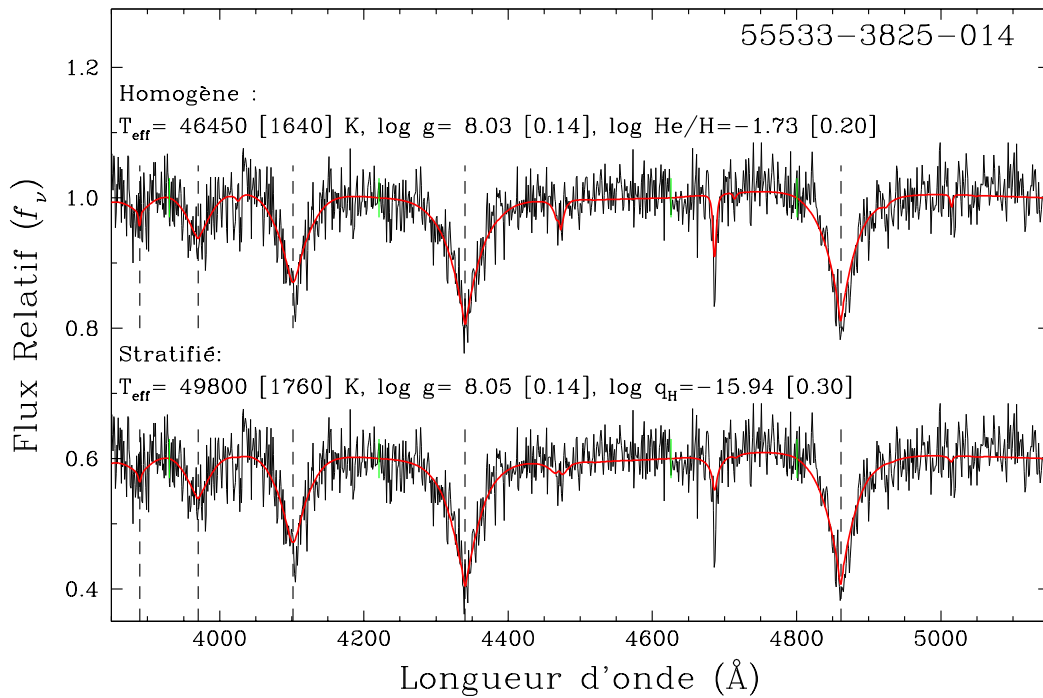


Figure 4.41 – Solutions spectroscopiques de 55533-3825-014.

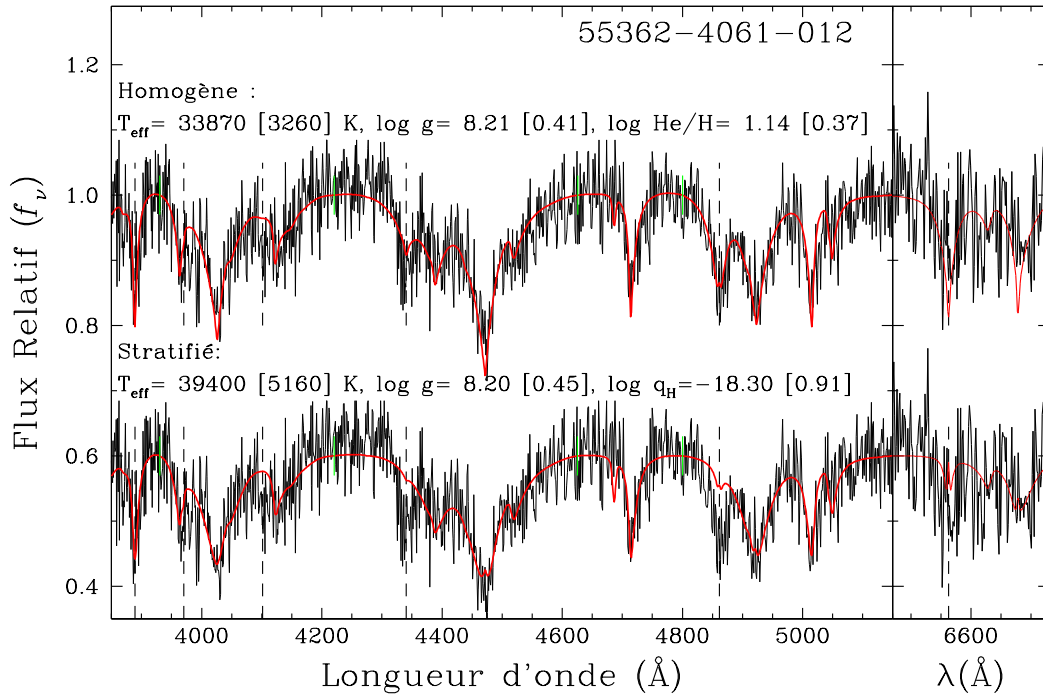


Figure 4.42 – Solutions spectroscopiques de 55362-4061-012.

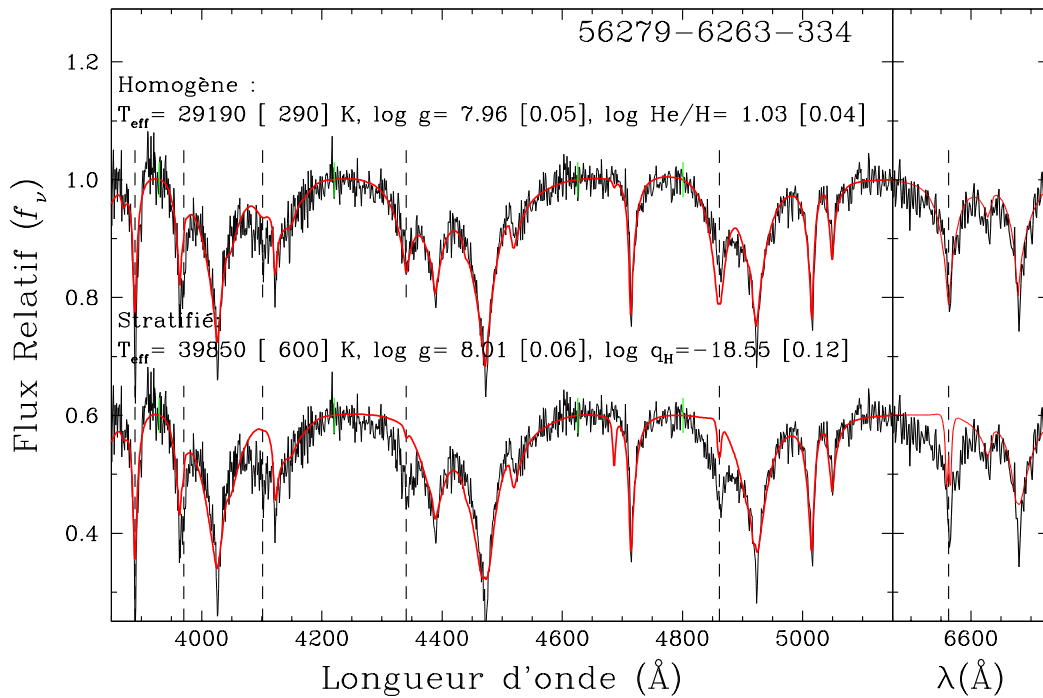


Figure 4.43 – Solutions spectroscopiques de 56279-6263-334.

Plusieurs hypothèses peuvent expliquer la présence d'hélium distribué de manière homogène dans l'atmosphère. Tout d'abord, trois étoiles DAO (figures 4.37, 4.38 et 4.39) sont classées comme homogènes à cause d'une meilleure modélisation de la raie HeII $\lambda 4686$. Mais cette raie est parfois trop étroite et profonde, même pour les solutions homogènes. De plus, les coeurs des raies de Balmer des spectres observés semblent trop profonds. Il s'agit d'un problème typique des DAO standards, appelé le *problème des raies de Balmer* dans la littérature, causé par la présence de métaux (CNO) dans l'atmosphère. Nous remarquons aussi une possible raie de CIV $\lambda 4658$ dans le spectre de 56071-6026-085 (figure 4.39). Tel que vu à la section 1.3, la présence de métaux dans l'atmosphère est souvent due aux processus de vents stellaires et de lévitation radiative. Ces processus homogénéisent d'ailleurs l'atmosphère. Les trois étoiles ont une faible gravité de surface ($\log g \sim 7.0$) et des températures en bas de la limite de vents stellaires prédites, soit entre 41,000 et 55,000 K. Pour expliquer l'homogénéisation à ces paramètres, nous proposons que la limite de vents dépende aussi de la gravité de surface, la température nécessaire diminuant avec celle-ci. Cette hypothèse est raisonnable puisque les vents stellaires compétitionnent avec un tri gravitationnel bien moins important. Sous cette même hypothèse, l'étoile DAO 56067-5199-468 (figure 4.40) est bien homogène à cause des vents stellaires ($\log g \sim 7.5$ et $T_{\text{eff}} \sim 55,000$ K). Ce spectre montre d'ailleurs le problème des raies de Balmer. Pour illustrer cette idée d'une dépendance en température effective et en gravité de surface pour la limite de vents stellaires, la figure 4.44 reprend les 29 DAO de Gianninas et al. (2010) et toutes les étoiles analysées dans ce travail. Notre nouvelle limite de vents empirique divise presque parfaitement les étoiles stratifiées et homogènes. Tel que prévu, la majorité des étoiles à atmosphère chimiquement indistincte serait stratifiée selon cette limite. Nous notons aussi que notre limite se situe entre les limites de vents WM2 et WM3 de l'article Quirion et al. (2012), qui étudie la proposition que les étoiles pulsantes GW Vir existent grâce à des vents résiduels qui compétitionnent contre le tri gravitationnel du carbone et de l'oxygène. En incluant Gianninas et al. (2010) et ce mémoire, il s'agit de la troisième étude qui prédit une limite de vents bien plus froide que celle de Unglaub & Bues (2000), située à environ $T_{\text{eff}} \sim 80,000$ K et encore récemment considérée comme standard.

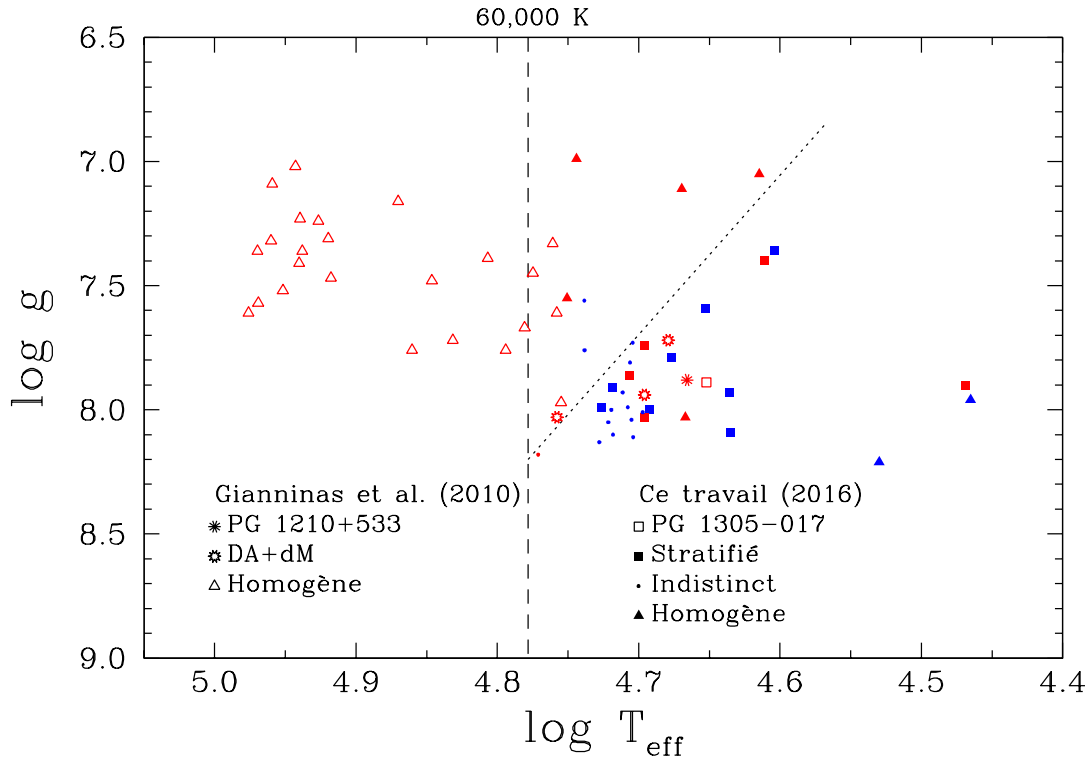


Figure 4.44 – La séparation des étoiles homogènes et stratifiées par la limite de vents stellaires. Cette section du diagramme $\log g$ vs $\log T_{\text{eff}}$ montre les 29 DAO de Gianninas et al. (2010) et toutes les étoiles analysées dans ce travail. En rouge, les étoiles dont le type spectral est dominé par l’hydrogène, et en bleu, par l’hélium. Les tirets représentent la limite de vents stellaires de Gianninas et al. (2010). La ligne pointillée représente la limite de vents stellaires observée dans ce travail. Ce tracé empirique divise les étoiles homogènes et stratifiées à $T_{\text{eff}} > 40,000$ K, sans considérer le cas de PG 1210+533 (variable), les binaires DA+dM et les étoiles à atmosphère chimiquement indistincte.

De plus, le spectre 55533-3825-014 (figure 4.41) semble homogène. Par contre, il n’y aucune manière d’expliquer clairement l’homogénéité de l’atmosphère à ces paramètres ($\log g \sim 8.0$ et $T_{\text{eff}} \sim 48,000$ K). La dilution convective n’est pas présente car l’atmosphère est complètement radiative. La gravité de surface est trop élevée et la température trop basse pour justifier des vents stellaires. Sur la figure 4.44, cette étoile est clairement du mauvais côté de notre limite de vents. En fait, cette étoile devrait théoriquement être stratifiée. La raie HeII $\lambda 4686$ est très étroite et profonde et même la solution homogène la modélise mal. Notons aussi une potentielle faible trace de CIV $\lambda 4658$. Il y a donc peut-être des métaux dans l’atmosphère et cette étoile est peut-être une exception à notre limite de

vents. D'un autre côté, les paramètres de température effective et de gravité de surface de cette étoile sont comparables à ceux de PG 1210+533, une étoile connue pour laquelle la mauvaise modélisation de la raie HeII $\lambda 4686$ était due à sa variabilité spectroscopique (Gianninas et al., 2010). Il faudrait surveiller l'évolution de 55533-3825-014 et l'observer à plus haut signal-sur-bruit pour déterminer si elle est variable et bien la classifier.

Finalement, on retrouve aussi deux étoiles DBA (figures 4.42 et 4.43) relativement froides ($\sim 32,000$ K) à haute gravité de surface ($\log g \sim 8.1$) ayant des atmosphères homogènes. La raie H α a pu être utilisée, à cette température, pour mieux contraindre la quantité d'hydrogène. La solution stratifiée ne réussit pas à bien reproduire toutes les raies simultanément et passe tout simplement par-dessus les raies de Balmer. À ces paramètres, l'hypothèse d'homogénéisation la plus probable est celle de la dilution convective. La consultation de la structure des modèles des solutions homogènes nous indiquent que des cellules convectives sont présentes de $\tau_R \sim 50$ à ~ 4 . Cette zone de convection est proche de la zone de formation des raies ($\tau_R \sim 1$) et nous pouvons supposer que la convection dilue l'hydrogène à cet endroit, rendant l'atmosphère spectroscopiquement homogène. D'ailleurs, MacDonald & Vennes (1991, Table 1) indiquait que plus leur modèle était riche en hélium, plus la remontée de l'hélium à la surface, grâce à la convection, s'effectuait à des températures effectives élevées. Pour leurs modèles les plus riches en hélium ($\log q_H = -15$), la température nécessaire était de $\sim 27,000$ K. Il est tout-à-fait possible que la remontée de l'hélium, et donc l'homogénéisation, se soit déclenchée entre $\sim 30,000$ K et $\sim 35,000$ K pour les étoiles entre $\log q_H = -16$ à -18 . Ce résultat est somme toute surprenant puisqu'on ne s'attend pas normalement à trouver des étoiles non-DA dans la région de déficience des DB (entre $T_{\text{eff}} = 45,000$ et $30,000$ K). D'ailleurs, les seules non-DA retrouvées dans cette région devraient plutôt posséder une atmosphère d'hélium pure, pas de DBA.

Il y a un lien particulièrement intéressant à faire entre l'étoile DAB 55329-4017-734 et l'étoile DBA 56279-6263-334 (figures 4.4 et 4.43). Leurs solutions ont des paramètres extrêmement semblables, soit $T_{\text{eff}} \sim 30,000$ K et $\log g \sim 7.9$. Pourtant, l'une est stratifiée, et l'autre homogène ! Dans notre hypothèse d'un seul chemin évolutif (voir chapitre 1), il est

tout-à-fait plausible que ces deux étoiles soient issues d'un progéniteur semblable. L'étoile 55329-4017-734 serait encore en équilibre diffusif, mais sur le point d'être homogénéisée par convection. L'étoile 56279-6263-334 viendrait tout juste d'être homogénéisée, et la dilution convective aurait ramené beaucoup d'hélium dans la photosphère, changeant son type spectral de DAB à DBA. Il serait très intéressant d'observer l'étoile 55329-4017-734 pour suivre son évolution spectrale dans les prochaines années.

MJD-P-F	Solution	$\log g$	$T_{\text{eff}}(K)$	$\log y / \log q_{\text{H}}$	Type	Note
55362-4061-012	homogène	8.21 (0.41)	33,873 (3258)	1.14 (0.37)	DBA	2
	stratifiée	8.20 (0.45)	39,404 (5156)	-18.30 (0.91)		
55533-3825-014	homogène	8.03 (0.14)	46,454 (1641)	-1.73 (0.20)	DAO	
	stratifiée	8.05 (0.14)	49,803 (1756)	-15.94 (0.30)		
55571-4504-318	homogène	6.99 (0.07)	55,445 (1447)	-1.62 (0.11)	DAO	1
	stratifiée	7.10 (0.07)	56,412 (1062)	-14.66 (0.16)		
56067-5199-468	homogène	7.55 (0.09)	56,330 (1410)	-2.63 (0.28)	DAO	1
	stratifiée	7.60 (0.09)	55,740 (1280)	-15.26 (0.20)		
56067-6018-883	homogène	7.11 (0.15)	46,708 (1776)	-1.53 (0.19)	DAO	1
	stratifiée	7.07 (0.13)	46,214 (1213)	-14.70 (0.25)		
56071-6026-085	homogène	7.05 (0.08)	41,178 (656)	-1.97 (0.14)	DAO	1
	stratifiée	7.11 (0.08)	42,063 (739)	-14.64 (0.17)		
56279-6263-334	homogène	7.96 (0.05)	29,188 (292)	1.03 (0.04)	DBA	2
	stratifiée	8.01 (0.06)	39,848 (603)	-18.55 (0.12)		

Tableau 4.III – Les étoiles de la catégorie homogène. La composition chimique est $q_{\text{H}} = M_{\text{H}}/M_{*}$ pour les solutions stratifiées et $y = N(\text{He})/N(\text{H})$ pour les solutions homogènes. Les types spectraux proviennent de la classification du chapitre 3. Notes : 1. Vents stellaires ; 2. Dilution convective.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Dans un premier temps, nous avons développé une nouvelle génération de modèles d’atmosphère à partir des modèles standard de Bergeron et al. (1991) et Tremblay & Bergeron (2009). Nous y avons ajouté le calcul de l’opacité pour toutes les raies d’hélium. Nous avons aussi implémenté le calcul de la stratification chimique de l’atmosphère, où une mince quantité d’hydrogène flotte en équilibre diffusif au-dessus d’une enveloppe massive d’hélium. Plusieurs caractéristiques intéressantes ont pu être déduites de ces modèles. Premièrement, le type spectral dépend de la quantité d’hydrogène, mais aussi de la gravité de surface. Deuxièmement, aux compositions chimiques extrêmes, soit un q_H très petit ou très grand, les spectres stratifiés sont indistincts des modèles homogènes purs en hélium ou en hydrogène. Troisièmement, les modèles stratifiés en ETL comportent parfois des inversions de température, ce qui se traduit par des raies en émission au centre des raies d’absorption. Finalement, la convection n’a pas d’impact sur le profil d’abondance chimique stratifié de la majorité des modèles de notre grille.

De plus, nous avons défini un échantillon d’étoiles hybrides à partir des données du *Sloan Digital Sky Survey*. Trois listes répertorient $\sim 38,000$ étoiles naines blanches dans le DR7, DR9 et DR12. Après l’inspection de leur spectre, nous conservons 52 étoiles qui sont de type spectral hybride et ont une $T_{\text{eff}} > 30,000$ K. D’ailleurs, trois de ces étoiles ont été observées à l’Observatoire Gemini-Sud pour obtenir un spectre de plus haut rapport signal-sur-bruit. Nous avons ajouté aussi l’étoile SDSS J074538.17+312205.3, son spectre provenant de l’Observatoire du MMT, car elle montrait les caractéristiques d’une atmosphère stratifiée. Nous avons aussi obtenu, de la part de notre collaboratrice Elizabeth Green, un spectre de signal-sur-bruit impressionnant de l’étoile PG 1305–017, la seule étoile stratifiée connue avant ce projet.

Pour finir, tous les spectres de l’échantillon ont été analysés à l’aide de la technique spectroscopique. En plus d’avoir obtenu la température effective, la gravité de surface et la

composition chimique de chaque étoile, nous avons pu déterminer si elle était stratifiée ou non. Nous avons ainsi confirmé de manière convaincante la nature stratifiée de l'étoile PG 1305–017. Au total, nous identifions 14 étoiles chimiquement stratifiées dans notre échantillon, 14 indistinctes et 24 homogènes (dont 17 étaient trop chaudes pour une analyse détaillée). Plusieurs conclusions peuvent être tirées de ces résultats. Nous avons déterminé qu'aucune DAO n'était stratifiée. Seules les étoiles montrant des traces d'hélium neutre le sont. En posant que la limite de vents stellaires dépend de la gravité de surface et de la température, nous avons démontré qu'un simple tracé empirique représentant cette nouvelle limite pouvait efficacement diviser toutes les étoiles stratifiées et les étoiles homogènes. À la toute fin, nous avons vu que deux étoiles étaient particulièrement intéressantes. L'étoile DAB 555329-4017-734 et l'étoile DBA 56279-6263-334 avaient quasiment les mêmes paramètres, mais l'une était stratifiée et l'autre homogène. Cette étoile DAB pourrait être sur le point d'être homogénéisée par convection, alors que la dilution convective aurait déjà ramené beaucoup d'hélium dans la photosphère de la DBA.

Ce projet était exploratoire. Il était possible qu'on ne trouve aucun autre cas comme PG 1305–017. Maintenant que plusieurs cas sont connus, il semble clair que la diffusion chimique est le processus compétitif dominant entre $T_{\text{eff}} = 30,000$ et $60,000$ K. Cependant, nous espérons pouvoir mieux expliquer les interactions entre les divers phénomènes présents. Plusieurs approximations ont été posées à différentes étapes du projet. Il serait extrêmement intéressant d'analyser les étoiles avec des modèles encore plus réalistes. Entre autres, les modèles pourraient être hors-ETL pour bien modéliser le coeur des raies et intégrer l'effet des métaux pour régler le problème des raies de Balmer, comme dans Gianninas et al. (2010). Les modèles pourraient aussi intégrer l'homogénéisation convective dans le calcul du profil d'abondance de la stratification chimique. Ce serait possible en comparant la vitesse de diffusion à la vitesse de convection à chaque couche des modèles.

Notons aussi que plusieurs spectres SDSS n'avaient pas un bon rapport signal-sur-bruit. Il serait intéressant de refaire l'analyse avec des spectres de meilleure qualité. À $S/N \sim 50$, les caractéristiques spectroscopiques de la stratification sont observables, mais parfois peu convaincantes. À l'autre extrême, le nouveau spectre de PG 1305–017 ($S/N \sim$

200) nous a permis de confirmer hors de tout doute sa nature stratifiée. Un signal-sur-bruit systématique de ~ 125 pour toutes les étoiles de notre étude augmenterait significativement la précision et notre degré de confiance par rapport aux résultats.

L'objectif des prochaines études sur le sujet de la stratification chimique devrait être d'intégrer efficacement ces étoiles particulières dans le scénario de l'évolution spectrale. Une des questions principales qui ressort de ce projet est celle-ci : Pourquoi trouve-t-on aussi peu d'étoiles naines blanches stratifiées ? S'agit-il simplement d'un processus tellement rapide que peu d'étoiles sont dans cette phase de leur vie ? Il serait intéressant de continuer à observer et analyser les étoiles de notre échantillon pour voir l'évolution temporelle de la quantité d'hydrogène dans leur atmosphère. Comme argument additionnel, nous rajoutons que quelques étoiles de notre échantillon pourraient être variables, de manière semblable à PG 1210+533. Nous notons aussi la présence d'étoiles DAB froides ($\sim 30,000$ K) et stratifiées dont l'atmosphère devrait prochainement commencer à se mélanger convectivement, les transformant en DBA homogènes.

BIBLIOGRAPHIE

- Abazajian, K. N., Adelman-McCarthy, J. K., Agüeros, M. A., et al. 2009, *ApJS*, 182, 543
- Aller, L. H., & Chapman, S. 1960, *ApJ*, 132, 461
- Beauchamp, A. 1992, Exploration de modèles d'atmosphères homogènes, stratifiés et inhomogènes, et application à la naine blanche de type DAB GD 323, Partie écrite de l'examen pré-doctoral, Université de Montréal
- Bergeron, P. 1988, PhD thesis, Université de Montréal
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992a, *ApJ*, 394, 228
- Bergeron, P., Saumon, D., & Wesemael, F. 1995, *ApJ*, 443, 764
- Bergeron, P., Wesemael, F., Beauchamp, A., et al. 1994, *ApJ*, 432, 305
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1991, *ApJ*, 367, 253
- . 1992b, *ApJ*, 387, 288
- Dumont, S., & Heidmann, N. 1973, *A&A*, 27, 273
- Eisenstein, D. J., Liebert, J., Harris, H. C., et al. 2006a, *ApJS*, 167, 40
- Eisenstein, D. J., Liebert, J., Koester, D., et al. 2006b, *AJ*, 132, 676
- Feautrier, P. 1964, *C. R. Acad. Sc. Paris*, 258, 3189
- Fleming, T. A., Liebert, J., & Green, R. F. 1986, *ApJ*, 308, 176
- Fontaine, G., & Michaud, G. 1979, *ApJ*, 231, 826
- Fontaine, G., & Wesemael, F. 1987, in *IAU Colloq. 95 : Second Conference on Faint Blue Stars*, ed. A. G. D. Philip, D. S. Hayes, & J. W. Liebert, 319–326
- Gianninas, A., Bergeron, P., Dupuis, J., & Ruiz, M. T. 2010, *ApJ*, 720, 581

Greenstein, J. L. 1986, *ApJ*, 304, 334

Hummer, D. G., & Mihalas, D. 1988, *ApJ*, 331, 794

Jordan, S., & Koester, D. 1986, *A&AS*, 65, 367

Kahn, S. M., Wesemael, F., Liebert, J., et al. 1984, *ApJ*, 278, 255

Kepler, S. O., Pelisoli, I., Koester, D., et al. 2015, *MNRAS*, 446, 4078

—. 2016, *MNRAS*, 455, 3413

Kleinman, S. J., Harris, H. C., Eisenstein, D. J., et al. 2004, *ApJ*, 607, 426

Kleinman, S. J., Kepler, S. O., Koester, D., et al. 2013, *VizieR Online Data Catalog*, 220

Liebert, J. 1986, in *IAU Colloq. 87*, ed. K. Rao & K. Hunger, 367

Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJS*, 156, 47

MacDonald, J., & Vennes, S. 1991, *ApJ*, 371, 719

Malina, R. F., Bowyer, S., & Basri, G. 1982, *ApJ*, 262, 717

McCook, G. P., & Sion, E. M. 1999, *ApJS*, 121, 1

Montmerle, T., & Michaud, G. 1976, *ApJS*, 31, 489

Press, W. H., Flannery, B. P., & Teukolsky, S. A. 1986, *Numerical recipes. The art of scientific computing* (Cambridge : University Press, 1986)

Quirion, P.-O., Fontaine, G., & Brassard, P. 2012, *ApJ*, 755, 128

Savitzky, A., & Golay, M. J. E. 1964, *Analytical Chemistry*, 36, 1627

Schatzman, E. L. 1958, *White dwarfs* (New York, Interscience Publishers)

Schoening, T., & Butler, K. 1989, *A&AS*, 78, 51

Shipman, H. L. 1976, *ApJ*, 206, L67

Sion, E. M. 1984, ApJ, 282, 612

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

Unglaub, K., & Bues, I. 2000, A&A, 359, 1042

Vauclair, G., Vauclair, S., & Greenstein, J. L. 1979, A&A, 80, 79

Vennes, S., & Fontaine, G. 1992, ApJ, 401, 288

Vennes, S., Pelletier, C., Fontaine, G., & Wesemael, F. 1988, ApJ, 331, 876

Vidal, C. R., Cooper, J., & Smith, E. W. 1970, J. Quant. Spec. Radiat. Transf., 10, 1011