UNIVERSITÉ de Liège

Faculté des Sciences
Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie

Analyse spectroscopique d'étoiles du halo externe et du disque épais de la Galaxie

Dissertation présentée par

Hélène Decauwer

en vue de l'obtention du titre de
Docteur en Sciences Physiques
Année académique 2005-2006

Table des matières

Remerciements

Me voici arrivée au terme de quatre grandes années de thèse et, en tête de la liste des priorités à effectuer dans ce genre de situation, je place le remerciement des personnes qui m'ont permis d'y arriver. Bien plus que l'apport scientifique de ce travail (aussi petit soit-il), je voudrais que reste, dans la mémoire de ceux qui le liront sous cette forme, toute la reconnaissance et l'estime que j'ai à leur égard.

Durant la rédaction de mon mémoire de licence, j'ai été "recueillie" par une personne que je ne connaissais que par un cours de traitement des données, donné avec beaucoup d'humour et d'humilité. Selon mon expression habituelle, je n'y "comprenais rien"... mais la personne en question m'a pourtant proposé de continuer la voie tracée par un jeune docteur en sciences dans l'analyse d'abondances d'étoiles pauvres en métaux. Cette personne, c'est mon promoteur, Pierre Magain. Je voudrais le remercier pour la confiance dont il a toujours fait preuve, pour les encouragements, la compréhension, l'écoute dans les moments de doute, tout autant que pour les conseils et aides plus "scientifiques".

Le jeune docteur dont j'allais suivre la voie, je l'avais rencontré aux journées "Portes Ouvertes" de l'Université de Liège lorsque j'étais en dernière année de l'enseignement secondaire. Je l'avais alors écouté donner une séance de planétarium, la tête pleine de rêves. Il s'agit d'Emmanuël Jehin. Nous avons fait plus ample connaissance durant la période de Noël de ma seconde licence. Il venait alors de partir pour quelques années de service auprès de l'ESO et m'a donné envie d'en connaître d'avantage sur les étoiles du halo et ... sur le Chili ! Je voudrais le remercier pour les opportunités qu'il m'a offertes et pour l'amitié qui est née de ces rencontres. Je profite de ce paragraphe pour remercier aussi Sabine et Manon pour leur accueil et leur gentillesse.

Ici, à l'institut d'astrophysique, beaucoup d'autres personnes m'ont aidée d'une manière ou d'une autre durant ces années d'université. Je pense tout d'abord à Arlette Noels, qui m'a soutenue dans mes démarches d'adhésion à l'Université de Liège et à l'astrophysique en particulier. Je voudrais également remercier Geneviève Parmentier pour l'aide théorique depuis ma seconde licence. D'un point de vue plus logistique, Sandrine Sohy, Denise Caro et Martine Polain recoivent également mes remerciements. Enfin, je voudrais remercier, pour leur soutien, tous mes collègues de l'étage et même du département et, plus particulièrement, Géraldine Letawe et Michaël Gillon qui ont partagé avec moi le même promoteur.

Par ailleurs, je voudrais remercier Damien Hutsemekers et Vanessa Hill pour avoir accepté de faire partie de mon jury. Un clin d'œil est encore adressé à cette dernière pour une histoire de conservation de lait maternel lors d'une conférence à Paris...

La vie professionnelle serait bien triste si, autour d'elle, ne s'organisait une vie sociale. Tout d'abord, je voudais remercier du fond du cœur mes amies les plus proches, celles qui, en même temps que moi, ont connu les difficultés de mener une thèse et avec qui j'ai partagé tant de bons moments, depuis de nombreuses et belles années : Julie, Marie-Luce et Valérie. Je voudrais également remercier Thomas, Christophe, Noé, Stéphane, Dominique et Lu & cie. Merci aussi à tous les membres du GRASP, avec qui les temps de midi, barbecues et autres fins de semaine ont toujours été bien animés. Merci également à tous les membres du Cercle Interfacultaire de Musique Instrumentale et à son chef en particulier, Emmanuel Pirard, pour m'avoir permis de retrouver mon violon. Un merci particulier encore à Evelyne, pour avoir notamment mis sur pied un groupe de musique de chambre avec Marie, Sandrine et Christine. La liste devrait être bien plus longue, certains ne seront pas cités ; qu'ils sachent que je ne les oublie pas pour autant.

Enfin, et là est le plus important peut-être, je voudrais remercier ma famille qui m'a toujours soutenue et aidée. Merci Papa et Maman, pour m'avoir permis de venir étudier puis vivre "loin" de vous. Merci d'avoir légèrement appuyé sur un des côtés de la balance où, de l'autre côté, se trouvait le piano... Merci Emmanuel, Marraine et tous les autres. Merci aussi à ma seconde famille, Marie-France, Jean-Marie, Benoît, Laure, Manu, Emmeline, Eva... Finalement, merci à celui qui est le lien entre tous ceux-là, celui qui a donné un véritable sens à ma vie, qui a fait de moi une maman, merci Hervé ! Et merci à toi, mon petit bonhomme, Alexis, pour tout le bonheur que tu nous procures, pour ta joie rayonnante, pour le plus beau cadeau de la Vie !

Puisse la lecture de ce document être aussi agréable que le sentiment qui m'envahit en pensant au chemin que j'ai parcouru depuis mon entrée à l'Université.

Hélène Decauwer, 7 novembre 2005

Résumé

Résumé

Dans ce travail, deux échantillons d'étoiles de métallicité intermédiaire de notre Galaxie ([Fe/H] ~ -1) font l'objet d'une analyse spectroscopique à haute résolution et à haut rapport signal-sur-bruit, ainsi que d'une analyse cinématique. Il s'agit principalement de naines non évoluées ou d'étoiles du *turn off*. Leur composition chimique de surface n'a donc pas dû être altérée par des processus internes au cours de leurs milliards d'années de vie. Cette composition reflète ainsi la nucléosynthèse ayant eu lieu durant les premières phases de l'évolution chimique de la Galaxie.

Une étude complémentaire des étoiles d'un premier échantillon a été menée. Ces étoiles avaient été analysées dans un premier temps par Jehin *et al.* [42]. Cette étude avait alors permis l'élaboration d'un scénario de formation et d'auto-enrichissement de nuages proto-globulaires desquels les étoiles du champ se seraient échappées.

Une analyse précise des éléments-α (O, Mg, Si, Ca et Ti) a révélé de très bonnes corrélations entre leurs abondances, montrant cependant des pentes différentes d'une corrélation à l'autre. Une comparaison avec des taux de production de supernovæ de type II nous a amenés à proposer que les rapports d'abondances observés pouvaient trouver leur origine dans une gamme de masses des nuages ayant donné naissance à ces étoiles. Les nuages de grande masse, ayant pu contenir des étoiles beaucoup plus massives que les nuages de plus petite masse, ont ainsi pu fournir une quantité plus importante d'éléments-α légers par rapport aux éléments-α lourds.

Deux étoiles du premier échantillon montraient des particularités d'abondances vis-à-vis des autres. Il est apparu qu'elles appartenaient au halo, contrairement aux autres appartenant au disque épais, voire au disque mince. Le second échantillon d'étoiles étudiées dans ce travail a donc consisté en d'autres étoiles du halo, afin de comparer leur composition chimique avec celles des étoiles du disque de même métallicité.

Les résultats montrent que plus la cinématique de l'étoile est extrême dans le halo, plus les abondances s'éloignent des corrélations trouvées dans le disque épais. Cependant, d'autres corrélations ont pu être decelées. Ainsi, la surabondance des éléments-r, typique des étoiles du halo, est corrélée avec une légère surabondance de fer. Des réarrangements entre les abondances d'éléments-α et d'éléments du pic du fer sont également observés. Finalement, des similitudes apparaissent entre les abondances des étoiles du halo plus externe et celles des étoiles de galaxies naines, satellites de notre Galaxie.

Abstract

In this thesis, two samples of mildly metal-poor stars from our Galaxy ([Fe/H] ~ -1) are studied. A high resolution and high signal-to-noise spectroscopic analysis is carried out as well as a kinematic analysis. The stars are mainly non evolved dwarfs or *turn off* stars. Thus, their surface chemical composition should not have been modified by internal processes during their evolution. Therefore, this composition reflect the nucleosynthesis having taken place during the very first phases of the galactic chemical evolution.

A complementary study of the stars coming from a first sample has been carried out. These stars were first analyzed by Jehin *et al.* [42]. This previous study had allowed the elaboration of a formation and self-enrichment scenario for the proto-globular cluster clouds from which the field stars could have escaped.

A precise analysis of the α-elements (O, Mg, Si, Ca and Ti) reveals very good correlations between their abundances, showing however different slopes from one correlation to another. A comparison with type II supernovæ yields led us to propose that the observed α-element abundance ratios could find an explanation in a range of masses for the clouds in which these stars were born. The larger mass clouds, which could have contained stars with higher mass than the smaller mass clouds, would have provided a larger amount of lighter α-elements with respect to the heavier ones.

Two stars in the first sample show peculiar abundances, when compared to the other stars. Their kinematics also show that they belong to the halo, contrary to the rest of the sample, belonging to the thick disk, or even to the thin disk. The second sample of stars studied in this thesis thus consists of halo stars, the aim being to compare their chemical composition with that of disk stars in the same metallicity range.

The results show that the more extreme the kinematics of the star in the halo, the larger the departures of the abundance ratios from the correlations found in the thick disk. Nevertheless, other correlations are found. For example, the overabundance in r-process elements in the halo is correlated with a slight overabundance in iron. Rearrangements are observed between α-element abundances as well as between the iron peak elements. Finally, similarities appear between abundances in outer halo stars and in the dwarf spheroidal satellites of our Galaxy.

Introduction

Notre Galaxie est loin d'avoir livré tous ses secrets. Alors que les téléscopes actuels permettent d'observer bien plus loin que ce que les astronomes osaient à peine imaginer il y a quelques décennies, notre environnement "proche", celui de notre propre galaxie, nous laisse encore bien des mystères, notamment sur ses stades reculés, ses origines, ses "premiers pas". Comment se sont formées les premières étoiles de la Voie Lactée ? Comment ont-elles évolué ? Comment les étoiles que nous y voyons aujourd'hui ont-elles atteint des métallicités plus élevées ? Toutes les étoiles ont-elles connu la même histoire ?

Comme les fossiles animaux et végétaux sont à la disposition du paléontologue pour obtenir des renseignements sur les premiers âges de la Terre, certaines étoiles permettent à l'astrophysicien de mener son enquête sur les premières phases de notre Galaxie. Ces vestiges des temps ancestraux sont les étoiles du **halo galactique**.

Les étoiles du halo (et des amas globulaires du halo) furent parmi les premières à se former dans la Galaxie, il y a entre 10 et 15 milliards d'années [61]. Nombre d'entre elles, peu massives, sont toujours situées sur la séquence principale de leur évolution et leur composition chimique de surface n'a donc été que peu altérée au cours du temps, alors que se déroulaient des réactions nucléaires en leur cœur. Par conséquent, elles montrent aujourd'hui des abondances en éléments chimiques témoins de processus qui ont pu prendre place durant les premières phases de l'évolution chimique de la Galaxie.

D'après le **scénario EASE** [41–43, 65–67], scénario élaboré à Liège, toutes ces étoiles sont nées dans des *proto-amas* éparpillés dans ce qui était alors la proto-galaxie. Les amas globulaires actuels sont le résultat de deux phases d'enrichissement chimique au sein de ces proto-amas : *(i)* une première phase durant laquelle les étoiles d'une première génération, massives, explosent en supernovæ de type II (ces explosions enrichissant le milieu environnant en éléments-α principalement) et *(ii)* une phase d'accrétion durant laquelle des étoiles non évoluées de l'amas en formation accrètent de la matière rejetée par des étoiles plus massives ayant déjà atteint le stade de la Branche Asymptotique des Géantes (ci-après, AGB). Les étoiles observées dans le halo proviendraient donc des amas globulaires, donnant naissance à deux sous-populations selon qu'elles ont quitté l'amas durant l'une ou l'autre phase d'enrichissement.

Tester le scénario EASE et apporter une contribution à l'étude des étoiles du halo afin de rassembler des indices sur la formation et l'évolution de notre Galaxie, tel était le but de ma thèse de doctorat. Arrivée au terme de cet engagement, je présenterai dans le présent document les résultats de mes recherches.

Les premiers pas que j'ai effectués dans ce domaine ont consisté à approfondir l'étude des 21 étoiles analysées par Emmanuël Jehin au cours de sa thèse de doctorat [43]. Cette étude d'étoiles moyennement pauvres en métaux (typiquement, [Fe/H] $\simeq -1.0$, c'est-à-dire un dixième de la métallicité solaire) avait permis l'élaboration du scénario EASE. Rappelons que [Fe/H] est l'indice de métallicité le plus souvent utilisé en spectroscopie stellaire. De manière plus générale, le symbole [él1/él2], notation habituellement utilisée pour les abondances stellaires, représente la différence logarithmique des abondances en nombre des éléments 1 et 2 dans l'étoile en question (él1 et él2, respectivement), rapportées à celles du soleil :

$$[\text{él1}/\text{él2}] \equiv \log\left(\frac{\mathrm{N}_{\text{él1}_\star}}{\mathrm{N}_{\text{él1}_\odot}}\right) - \log\left(\frac{\mathrm{N}_{\text{él2}_\star}}{\mathrm{N}_{\text{él2}_\odot}}\right).$$

Les abondances en carbone et en oxygène, éléments cruciaux de la nucléosynthèse stellaire, ont pu être ajoutées à cette étude après l'analyse de spectres supplémentaires. D'autres éléments légers (des éléments-α principalement) ont également pu être analysés plus minutieusement, ce qui nous a menés à une modification importante du scénario EASE.

Dans l'échantillon précité, deux étoiles faisaient figure d'exception, en raison de certains de leurs rapports d'abondances et de leur cinématique. Cette dernière semblait indiquer leur appartenance au **halo externe** de la Galaxie et non pas au disque épais ou au halo interne, comme le reste de l'échantillon. Nous avons alors étudié une vingtaine d'étoiles supplémentaires appartenant au halo externe, observées au Very Large Telescope de l'ESO.

L'organisation du présent document sera la suivante. Après un bref chapitre rappelant quelques notions de nucléosynthèse et d'évolution chimique de la Galaxie, nous présenterons dans un deuxième chapitre le matériel observationnel utilisé pour les deux échantillons d'étoiles analysées. La manière de procéder pour la réduction des spectres et pour l'analyse des raies spectrales sera exposée, ainsi que la façon dont les modèles d'atmosphères stellaires utilisés ont été construits.

Le troisième chapitre résumera l'analyse spectroscopique complémentaire des 21 étoiles moyennement pauvres en métaux étudiées par Jehin *et al.* [42], tandis que le quatrième sera constitué de l'analyse spectroscopique des 20 étoiles *"Outer Halo"*. Dans le cinquième chapitre, nous exposerons l'étude cinématique réalisée sur les deux échantillons d'étoiles et les liens possibles entre les abondances obtenues dans les deux chapitres précédents et ladite cinématique.

Nous conclurons ensuite, en explicitant les perspectives possibles de ce travail.

Chapitre 1

Nucléosynthèse et évolution chimique de la Galaxie

Tout a commencé par une explosion. Avant celle-ci, cela entre dans le domaine de l'inaccessible et de l'incompréhensible. Mais ce *"Big Bang"*, tel qu'il est généralement admis à l'heure actuelle, fut le point de départ de tout ce que nous pouvons observer dans l'Univers. Il en découla une quantité de particules diverses qui, par des forces et des interactions encore bien mystérieuses, fournirent les briques de l'édifice universel : les protons, les neutrons et les électrons.

Brûlons un peu les étapes et rendons-nous au moment où l'élément chimique le plus simple est formé : l'**hydrogène**. Un seul proton, pas de neutron, un électron pour compenser la charge positive du proton, et nous y voilà. A côté de lui, quelques noyaux d'éléments déjà un peu plus complexes, l'hélium principalement et quelques traces de lithium, de bore et de béryllium. C'est à partir du simple assemblage de l'hydrogène que tous les éléments chimiques connus vont se former, dans des usines bien particulières : les **étoiles**.

Dans ce chapitre, nous décrivons brièvement les notions de base de la nucléosynthèse stellaire et de l'évolution chimique de la Galaxie qui a pu en découler.

1.1 Nucléosynthèse stellaire

Sous l'action de la force gravitationnelle et grâce aux fluctuations de densité dans l'univers primordial, la matière s'est peu à peu amassée pour former les premiers nuages proto-galactiques, qui eux-mêmes allaient donner naissance aux premières galaxies, et donc, en leur sein, aux premières étoiles. Celles-ci allaient devenir les premiers réacteurs de fusion nucléaire.

1.1.1 De la fusion de l'hydrogène à la combustion du silicium

Au cœur des étoiles dont la masse initiale est supérieure à 0.08 $M_\odot$, la **fusion de l'hydrogène** commence lorsque, après contraction de l'étoile naissante, la pression et la température centrales sont suffisantes [61, 62] (notons que le symbole $M_\odot$ représente l'unité de masse des étoiles généralement utilisée et vaut la masse actuelle du soleil, soit environ 2×10^{30} kg). La fusion successive de quatre noyaux d'hydrogène donne lieu à la production d'un noyau d'hélium, également désigné comme “noyau α”. Plusieurs chemins de fusion nucléaire sont possibles, depuis les chaînes PP I, II et III jusqu'au cycle CNO dans lequel les éléments cités jouent un rôle de catalyseurs. Cette fusion, comme toutes celles qui suivront éventuellement, permet de produire l'énergie nécessaire à l'étoile pour rayonner. La période durant laquelle une étoile “vit” par la fusion de l'hydrogène est la période la plus longue de son existence. L'étoile se situe alors sur la *séquence principale* de son évolution.

Lorsque l'hydrogène central est épuisé, **la fusion de l'hélium** peut démarrer au cœur de l'étoile. La réaction à l'œuvre est appelée “triple α”, car elle nécessite trois noyaux d'hélium pour mener à la production d'un noyau de carbone. L'étoile entre alors dans la phase de *géante rouge*.

Pour les étoiles massives ($M > 9\,M_\odot$), viennent ensuite la combustion du carbone, celle de l'oxygène et celle du silicium, successivement. Les éléments résultants de ces diverses combustions subissent ensuite des **captures d'α** jusqu'à ce que soit atteint le fer, noyau le plus stable, et tous les éléments proches de lui dans le tableau périodique. Ces éléments, appelés “éléments du pic du fer”, sont le scandium, le titane, le vanadium, le chrome, le manganèse, le cobalt et le nickel.

1.1.2 Production des éléments lourds

Former des éléments plus lourds que le fer par fusion ou combustion est endothermique. Cela ne constitue donc pas un moyen, pour une étoile, de rayonner. L'usine à éléments chimiques qu'elle est va donc utiliser d'autres processus pour produire des noyaux plus lourds.

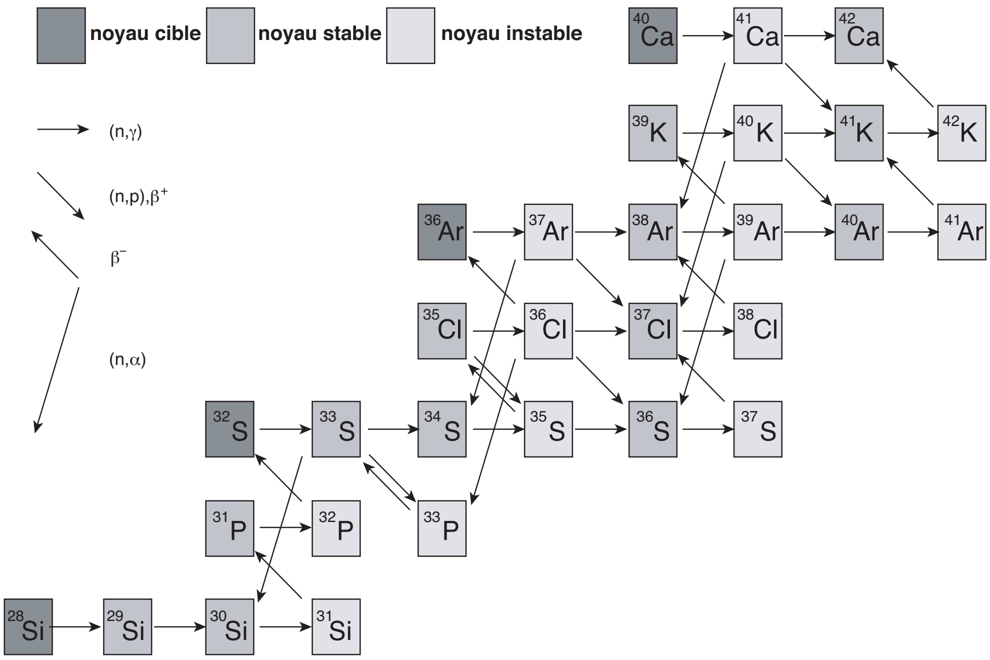


FIG. 1.1: Schéma partiel du processus-*s* indiquant les principaux éléments formés à partir des noyaux “cibles” que sont le silicium ${}^{28}_{14}$Si, le soufre ${}^{32}_{16}$S, l'argon ${}^{36}_{18}$Ar et le calcium ${}^{40}_{20}$Ca, tous les quatre des éléments-α [103].

Dans les étoiles de masse intermédiaire ($1 < \mathrm{M} < 10\,\mathrm{M}_\odot$) ayant atteint la *branche asymptotique des géantes* (ci-après, AGB), des événements complexes appelés "pulses thermiques" permettent au **processus-*s*** de se mettre en place. Il s'agit de captures lentes de neutrons (d'où le ***s*** pour "slow"), associées à des désintégrations β^-, sur des éléments du pic du fer ou même sur des éléments plus légers, comme des éléments-α (voir figure 1.1). Le terme "lent" se réfère au temps de capture d'un neutron avant qu'une désintégration β^- ne s'opère pour obtenir un élément stable. Le temps caractéristique de capture est alors beaucoup plus grand que celui de la désintégration β^-. Rappelons, à ce propos, que les éléments chimiques forment, dans un plan (N, Z), une vallée de stabilité (voir figure 1.2). Celle-ci suit la droite $\mathrm{N} = \mathrm{Z}$ pour les petits Z, avant de s'en écarter vers la région de $\mathrm{N} > \mathrm{Z}$ aux plus grandes valeurs de Z. Pour passer de la configuration nucléaire (N, Z) à la configuration $(\mathrm{N}{+}1, \mathrm{Z}{+}1)$, la manière la plus directe (voir figure 1.1) est de capturer deux neutrons avant que le noyau généralement instable $(\mathrm{N}{+}2, \mathrm{Z})$ ne subisse une désintégration β^- qui l'amène au noyau $(\mathrm{N}{+}1, \mathrm{Z}{+}1)$.

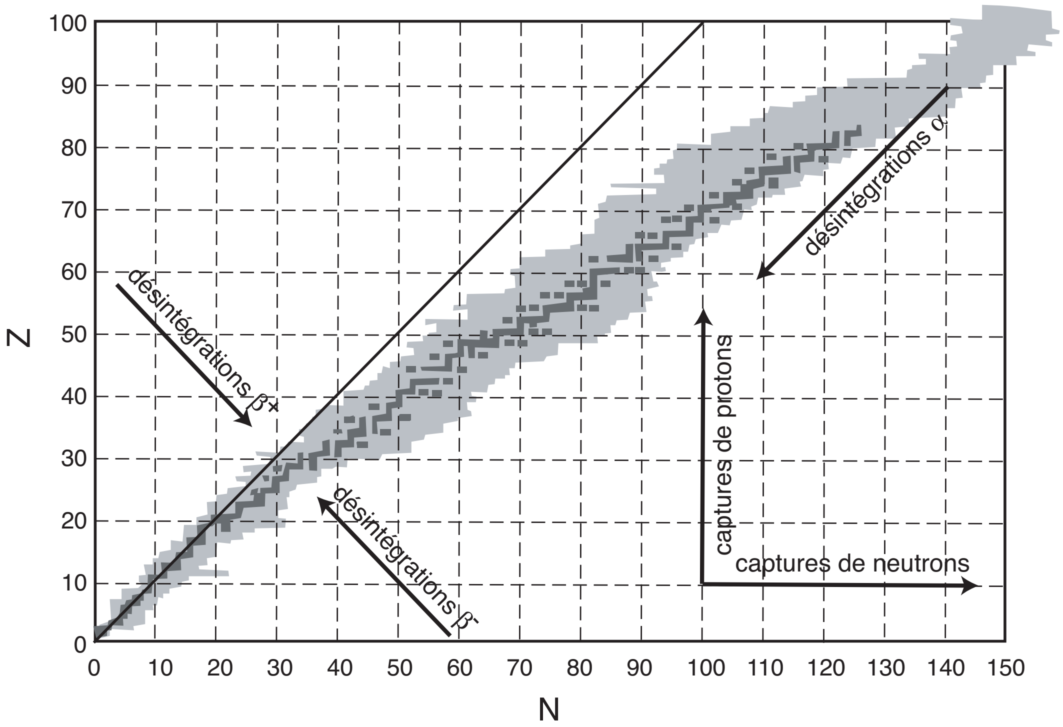


FIG. 1.2: Vallée de stabilité formée par les éléments chimiques dans le plan (N, Z), où N représente le nombre de neutrons des noyaux et Z, le nombre de protons [100].

Dans les étoiles massives ($\mathrm{M} > 9\,\mathrm{M}_\odot$), les phases de combustion non explosive sont rapidement achevées et une "nucléosynthèse explosive" débute. En effet, le temps de vie d'une étoile est inversément proportionnel à sa masse. Les étoiles massives finissent donc rapidement leur vie et ce, en explosant en *supernovæ*. Durant l'explosion, divers processus nucléosynthétiques ont lieu, depuis la combustion explosive d'éléments légers qui ne suit pas exactement les mêmes voies que les combustions non explosives jusqu'au **processus-*r***. Celui-ci consiste en des captures rapides de neutrons sur des éléments du pic du fer, c'est-à-dire que plusieurs neutrons peuvent être capturés successivement par un noyau avant que plusieurs désintégrations β^- ne viennent rétablir l'équilibre et former les noyaux stables que sont les éléments-r (voir figure 1.3).

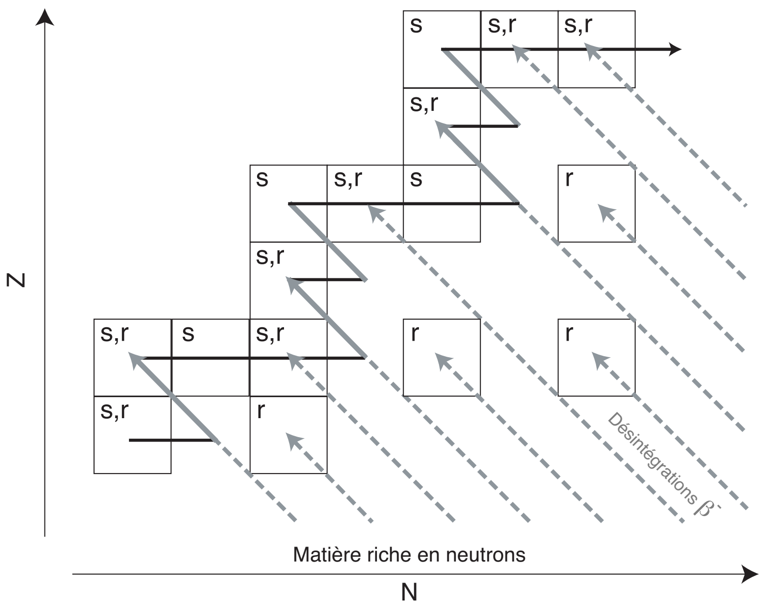


Fig. 1.3: Représentation schématique des processus-s et -r. Les éléments-s sont formés après une ou quelques peu nombreuses captures de neutrons sur un élément cible, suivies d'une désintégration β^-. Ils se trouvent du côté gauche de la vallée de stabilité dans le plan (N, Z). Les éléments-r, eux, sont formés après de nombreuses captures de neutrons suivies de nombreuses désintégrations β^-. Ils se trouvent du côté droit de la vallée de stabilité dans le plan (N, Z). Certains éléments peuvent être créés à la fois par le processus-s et par le processus-r [105].

1.1.3 Distribution des éléments dans l'Univers

La manière dont s'opèrent les réactions nucléaires dans les étoiles se répercute sur les abondances globales des différents éléments trouvés dans l'Univers. Ainsi, comme le montre la figure 1.4, on observe dans le soleil que :

- l'**hydrogène** est l'élément de loin le plus abondant ;
- l'**hélium** est le deuxième élément le plus abondant ;
- les **éléments-α**, c'est-à-dire ceux dont le noyau est constitué d'un multiple de noyaux α, présentent des pics d'abondances. Il s'agit notamment du carbone $^{12}_{6}$C, de l'oxygène $^{16}_{8}$O, du magnésium $^{24}_{12}$Mg, du silicium $^{28}_{14}$Si, du calcium $^{40}_{20}$Ca, etc ;
- les **éléments du pic du fer** (Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co et Ni) constituent un large pic d'abondance ;
- au-delà du fer, les abondances sont beaucoup plus faibles. On retrouve toutefois des légers pics pour des **éléments-s légers** tels que le strontium et le zirconium et pour des **éléments-s lourds** tels que le baryum, ainsi que pour des **éléments-r** tels que le samarium et l'europium ou d'autres éléments lourds tels que le plomb.

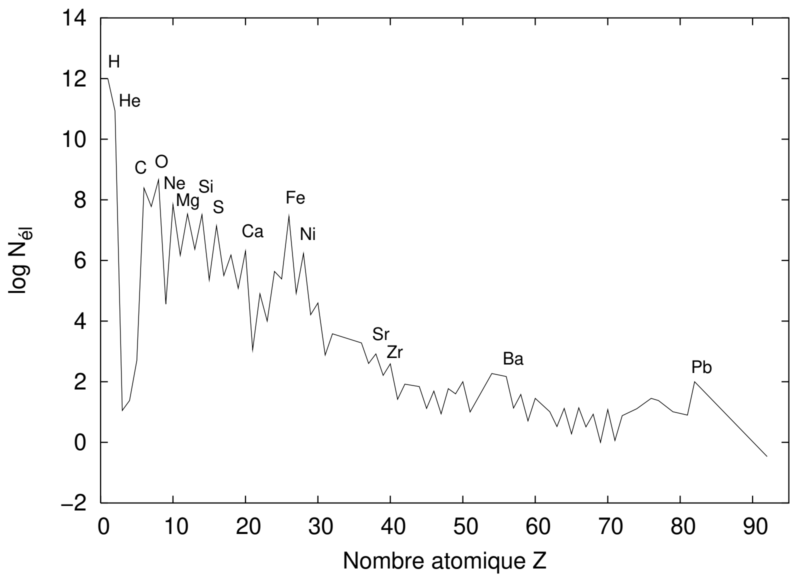


FIG. 1.4: Abondances photosphériques des différents éléments chimiques dans le soleil [33].

1.2 Evolution chimique de la Galaxie

Les premières étoiles à se former dans la Galaxie (comme sans doute dans toutes les autres galaxies) étaient principalement constituées d'hydrogène, avec une part non négligeable d'hélium et quelques traces d'éléments un peu plus lourds. Ces étoiles de première génération ont ensuite évolué en produisant des éléments plus lourds en leur sein. A la fin de leur vie productive, la matière transformée dans les étoiles est rejetée, en totalité ou en partie, dans le milieu interstellaire (ci-après, ISM). Les étoiles de masse intermédiaire perdent lentement leurs couches extérieures (dans lesquelles ont été amenés, par dragages convectifs, des éléments formés en leur cœur) par le mécanisme de *vent stellaire*. Les étoiles massives, elles, perdent la quasi totalité de leur masse dans l'ISM lors de leur explosion en supernova, laissant éventuellement derrière elles une étoile à neutrons ou un futur trou noir. Toute cette matière éjectée dans l'ISM d'une manière ou d'une autre contribue à l'enrichir en éléments autres que l'hydrogène (on parlera, d'une manière générale, de "métaux" pour les éléments autres que l'hydrogène et l'hélium). Des générations d'étoiles plus riches en métaux vont alors pouvoir s'y former.

Apports des supernovæ de type II

Les étoiles massives, dans lesquels de nombreux processus nucléosynthétiques prennent place, ont été les premières étoiles à enrichir l'ISM. En effet, l'évolution d'une étoile est d'autant plus rapide que celle-ci a une masse initiale élevée.

De nombreux modèles (par exemple, [90,97]) prédisent que les supernovæ de type II, concluant la vie d'une étoile massive, sont les principales sources d'éléments-α et d'éléments-r. Ainsi, il est généralement admis que les éléments-α actuellement observés dans les étoiles pauvres en métaux proviennent de supernovæ de type II de générations antérieures.

Apports des supernovæ de type Ia

Les supernovæ de type Ia proviennent de l'accrétion de matière sur une naine blanche dans un système binaire. Lorsque cette dernière dépasse la masse de Chandrasekhar ($1.4\,M_\odot$, [21]), elle devient instable et finit par exploser. Les processus nucléosynthétiques au sein de ces supernovæ sont encore loin d'être compris. Des modèles ont cependant été construits (par exemple, [40]). Leur plus grande particularité serait la production d'une grande quantité de fer. Ainsi, pour expliquer la décroissance des rapports $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ avec la métallicité lorsque celle-ci approche la valeur solaire, le scénario standard d'évolution chimique de la Galaxie fait appel à ces supernovæ (voir Chapitre 3). Dans tous les cas, les premières supernovæ de ce type n'ont pu enrichir l'ISM que bien plus tard que les supernovæ de type II, leur progéniteur ayant une durée de vie bien plus longue (la naine blanche étant un des stades finaux de l'évolution d'une étoile de masse intermédiaire).

Apports des AGB

Les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB) ont une importance capitale dans l'évolution chimique de la Galaxie. Elles seraient en effet les principales productrices d'éléments formés par capture lente de neutrons (éléments-s). Toutefois, une fraction de ces éléments pourrait également être formée dans les étoiles massives.

Rôles de la masse, de la métallicité et de la fonction de masse initiale

Les modèles prédisant les taux de production (*yields*) de différents éléments chimiques produites par les supernovæ ou d'autre étoiles sont encore loin de faire l'unanimité. Les mécanismes d'explosion des supernovæ, notamment, ne sont pas encore bien compris (mécanismes de détonations ou de déflagrations, coupure de masse, etc). Toutefois, il est évident que les *yields* dépendent de la masse du progéniteur et de sa métallicité initiale. Au sein d'un nuage contenant des étoiles de diverses masses, les quantités totales d'éléments produits dépendront donc également de la fonction de masse initiale (IMF).

Chapitre 2

Matériel observationnel

Tout au long de ce travail, il sera question de deux échantillons d'étoiles. Le premier échantillon est celui contenant les 21 étoiles moyennement pauvres en métaux étudiées par Jehin *et al.* [41–43]. Nous les appellerons dorénavant les "étoiles de Jehin *et al.*". Le second échantillon, également constitué d'étoiles moyennement pauvres en métaux mais appartenant plus probablement au halo externe de la Galaxie, sera désigné comme celui des étoiles *"Outer Halo"*.

Dans ce chapitre, nous présentons le matériel observationnel utilisé pour les deux échantillons d'étoiles analysées. La manière de procéder pour la réduction des spectres et pour l'analyse des raies spectrales est exposée, ainsi que la façon dont les modèles d'atmosphères stellaires utilisés ont été construits.

2.1 Acquisition et réduction des spectres

Toute analyse d'abondances stellaires passe par l'étude de la lumière émise par les étoiles et, plus particulièrement, du flux de radiation de celle-ci en fonction de la longueur d'onde de la radiation émise. Il s'agit du **spectre** de l'étoile.

Une étoile émet une radiation continue, similaire à celle d'un *corps noir*, couvrant pratiquement tout le domaine spectral, depuis l'ultraviolet jusque l'infrarouge et au-delà.

Outre cette radiation continue, on observe des *raies d'absorption*, dues au fait que les éléments présents dans la photosphère de l'étoile, une des couches extérieures, absorbent une partie de la lumière émise dans les couches plus profondes. La longueur d'onde centrale à laquelle se produit une absorption dépend des caractéristiques atomiques des éléments absorbants. La largeur d'une raie d'absorption dépend de divers paramètres, tant intrinsèques (élargissement naturel dû au principe d'incertitude, élargissement collisionnel, élargissement dû à l'agitation thermique) qu'instrumentaux. Sa surface totale dépend des paramètres atmosphériques de l'étoile (température, gravité) ainsi que de ce que nous cherchons à déterminer : l'**abondance** de l'élément absorbant.

Beaucoup de raies d'absorption se trouvent dans le domaine de la lumière visible, entre 4000 et 7000 Å. Nous utilisons donc les spectres visibles des étoiles pour les études d'abondances.

Obtenir un spectre analysable, c'est-à-dire un spectre représentant le flux lumineux d'une étoile en fonction de la longueur d'onde de la radiation émise, nécessite quelques manipulations du spectre brut enregistré à la sortie du spectrographe. Les étapes de cette **réduction des données** sont brièvement décrites ci-dessous.

2.1.1 Spectres CES

L'étude de Jehin *et al.* [41–43] était basée sur des spectres CES (Coudé Echelle Spectrometer) pris avec le télescope CAT (Coudé Auxiliary Telescope) de l'ESO situé à La Silla, au Chili. Quatre régions spectrales d'une cinquantaine d'Angström avaient été obtenues lors de 19 nuits d'observation en janvier et juillet 1996. Il s'agissait de régions essentiellement situées dans le bleu (région contenant le plus grand nombre de transitions dues aux métaux) centrées sur 4120 Å (46 Å de large), 4335 Å (48 Å), 4585 Å (50 Å) et 4900 Å (56 Å).

A côté de ces spectres déjà réduits, d'autres spectres nous ont été fournis. Il s'agit de trois régions spectrales d'une petite centaine d'Angström, acquises également par E. Jehin (avec G. Parmentier) avec l'assemblage CES/CAT de La Silla, en août 1997 : [6110,6180], [6280,6350] et [7760,7840] Å. Ces spectres étaient encore bruts et nous en avons donc effectué la réduction.

Lorsque la lumière d'une étoile est recueillie par un télescope et ensuite dispersée par un spectrographe, on obtient un enregistrement - le *spectre brut* - tel que celui de la figure 2.1. Il s'agit d'un spectre de l'étoile HD 203 608. Ce spectre servira d'exemple dans la suite des explications. Les traits verticaux plus clairs (en réalité plus sombres, les niveaux de gris de l'image étant inversés) correspondent à des raies d'absorption formées dans l'atmosphère de l'étoile observée. C'est à ce stade que commence la **réduction des données**.

FIG. 2.1: Spectre brut de l'étoile HD 203 608 aux environs de la raie interdite de l'oxygène, située à 6300.311 Å. Les abscisses correspondent aux longueurs d'onde du rayonnement reçu et les ordonnées aux différentes rangées du capteur CCD (direction spatiale du spectre traduisant le *seeing* au moment de l'observation).

Après avoir déterminé un *bias* (biais) dû à l'électronique du système, il est nécessaire de prendre connaissance du *flat field*, spectre continu d'une lampe à incandescence exprimant la réponse de l'instrument et du capteur CCD. Une fois ces étapes terminées, on peut, à partir du spectre brut, soustraire le bias du spectre et diviser celui-ci par le flat field. Ensuite, on peut calculer une somme pondérée des intensités dans les différents pixels du capteur CCD correspondant à la même longueur d'onde (même abscisse sur la figure 2.1). Dès lors, on obtient la figure 2.2 (haut), représentant le signal lumineux en fonction de la position des pixels du capteur CCD.

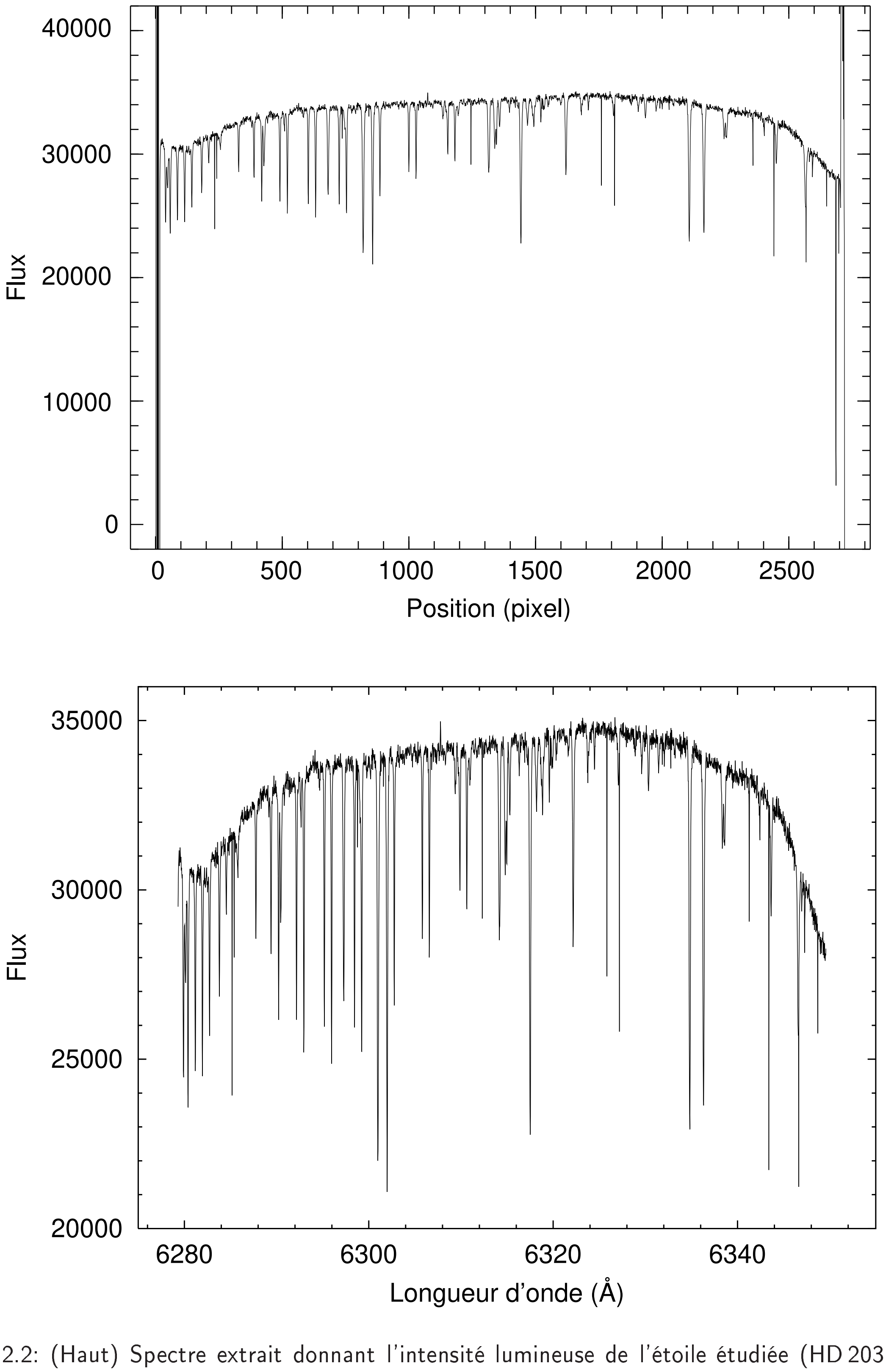


FIG. 2.2: (Haut) Spectre extrait donnant l'intensité lumineuse de l'étoile étudiée (HD 203 608) en fonction de la position sur le CCD - (Bas) Spectre calibré en longueurs d'onde.

L'étape suivante consiste à *calibrer* les abscisses du spectre *en longueurs d'onde*. Il faut donc déterminer un changement de coordonnées qui permette de passer de la position du pixel à la longueur d'onde de la radiation correspondante. Pour cela, on utilise soit des spectres d'une lampe au thorium pris avec la même configuration instrumentale que les étoiles étudiées, ou encore le spectre de l'étoile lui-même sur lequel on identifie des raies connues. Après calibration, on obtient une table reprenant le signal dans chaque pixel et la longueur d'onde correspondante (voir figure 2.2, bas).

Ensuite, il est nécessaire de corriger ces longueurs d'onde d'un facteur dû à la vitesse radiale de l'étoile (effet Doppler) ainsi qu'aux mouvements de la Terre.

Finalement, il reste à *réduire* le spectre *au continu*, c'est-à-dire normaliser le continu stellaire à l'unité. Pour cela, on détermine des "fenêtres de continu" dans le spectre solaire [25]. Ces fenêtres sont des portions de spectre dans lesquelles aucune raie n'est supposée se trouver. Des polynômes de Spline sont ensuite ajustés parmi les intensités moyennes de ces fenêtres. On divise alors le spectre par ces Spline. La figure 2.3 représente le spectre finalement obtenu aux environs de la raie interdite de l'oxygène neutre située à 6300.311 Å, dans l'étoile HD 203 608.

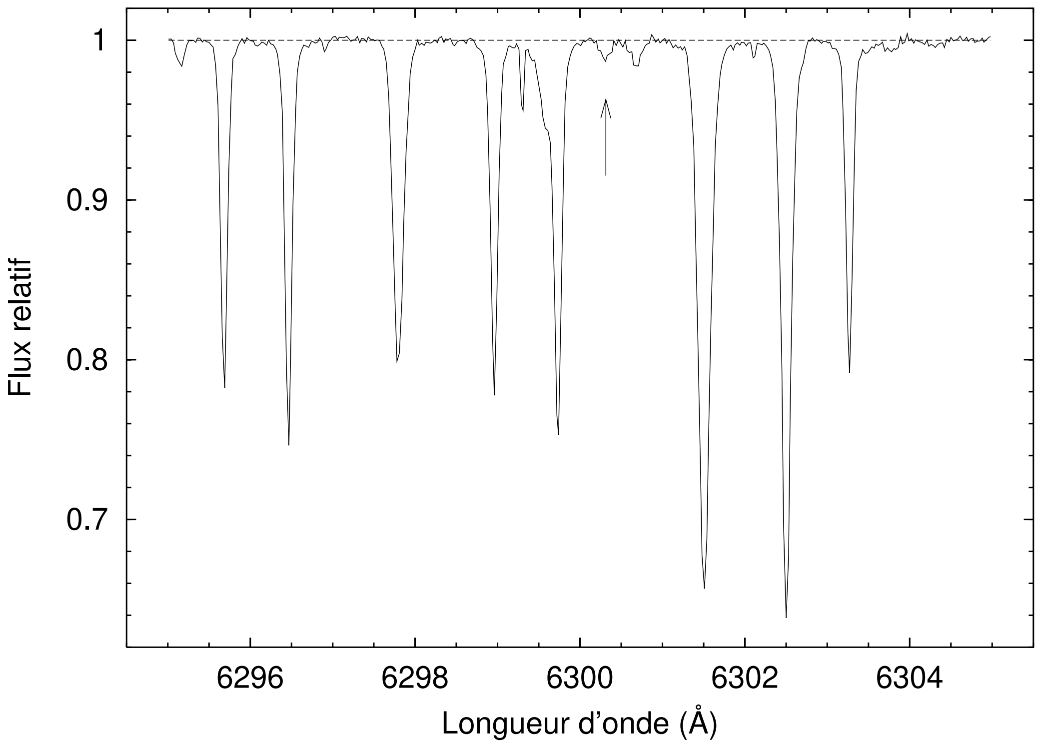


FIG. 2.3: Spectre corrigé de la vitesse radiale de l'étoile et des mouvements de la Terre et réduit au continu aux environs de la raie interdite de l'oxygène, située à 6300.311 Å et indiquée par une flèche.

La réduction à présent terminée, l'analyse des spectres peut commencer. Nous avons réalisé quelques programmes permettant de *(i)* mesurer la largeur équivalente des raies étudiées (ci-après EW, pour *Equivalent Width*) et *(ii)* calculer l'abondance d'un élément voulu dans une étoile à partir des largeurs équivalentes et d'un modèle d'atmosphère de l'étoile. Les programmes de calculs d'abondances sont basés sur des routines de Gustafsson [34]. Pour rappel, la largeur équivalente d'une raie, habituellement notée W_λ, est une mesure de la "surface" de la raie. Elle est définie par :

$$W_\lambda = \int_0^\infty (1 - F_r(\lambda))\, d\lambda, \tag{2.1}$$

où $F_r(\lambda)$ est le flux normalisé dans la raie. Dans le cas où la raie est suffisamment faible, sa largeur équivalente est simplement proportionnelle à l'abondance de l'élément auquel elle correspond ainsi que, par ailleurs, à la force d'oscillateur de la raie.

Dans la figure 2.4, nous voyons la raie interdite de l'oxygène citée plus haut, ainsi qu'un ajustement gaussien de celle-ci permettant d'en mesurer la largeur équivalente. Plus précisément, une raie d'absorption possède un profil de Voigt, résultant de la convolution des différents profils d'élargissement de forme lorentzienne ou gaussienne. Mais si la raie est faible (typiquement, EW $< 30\,\mathrm{m\AA}$), elle peut être approximée par un profil gaussien. Pour les raies de plus grande largeur équivalente, et particulièrement si les "ailes" des raies sont importantes, il est préférable de mesurer la largeur équivalente de la raie à l'aide d'un profil de Voigt (voir figure 2.5).

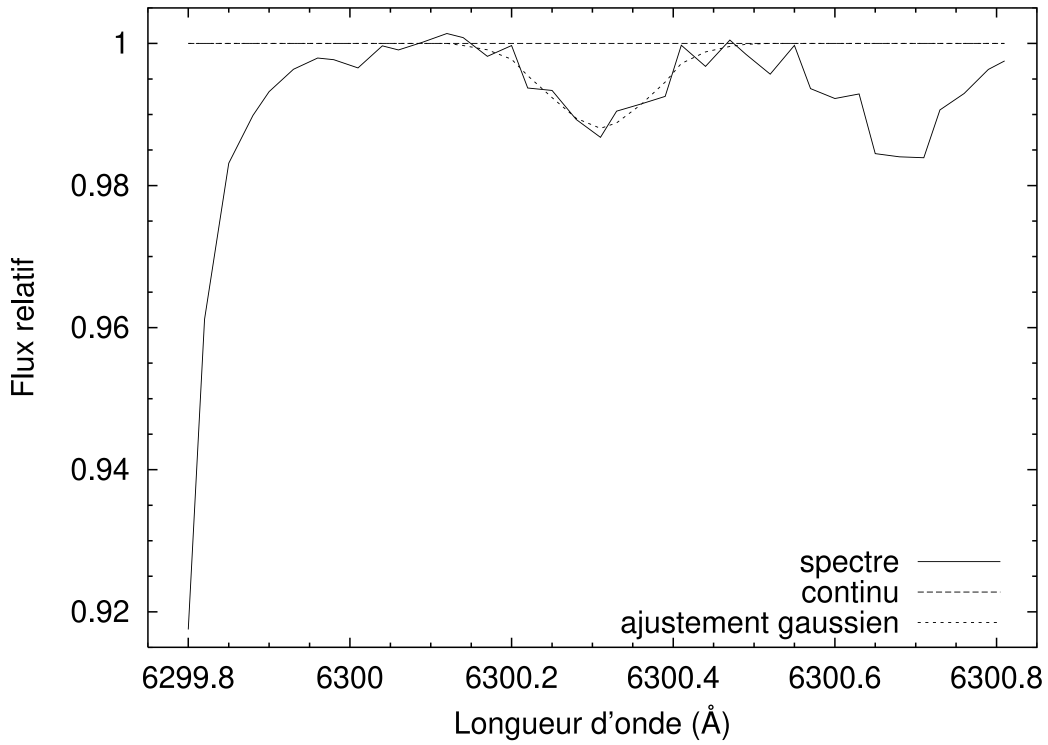


FIG. 2.4: Ajustement gaussien de la raie analysée, très faible dans ce cas (notez les échelles en abscisse et en ordonnée) ; sa largeur équivalente est égale à 1.8 mÅ.

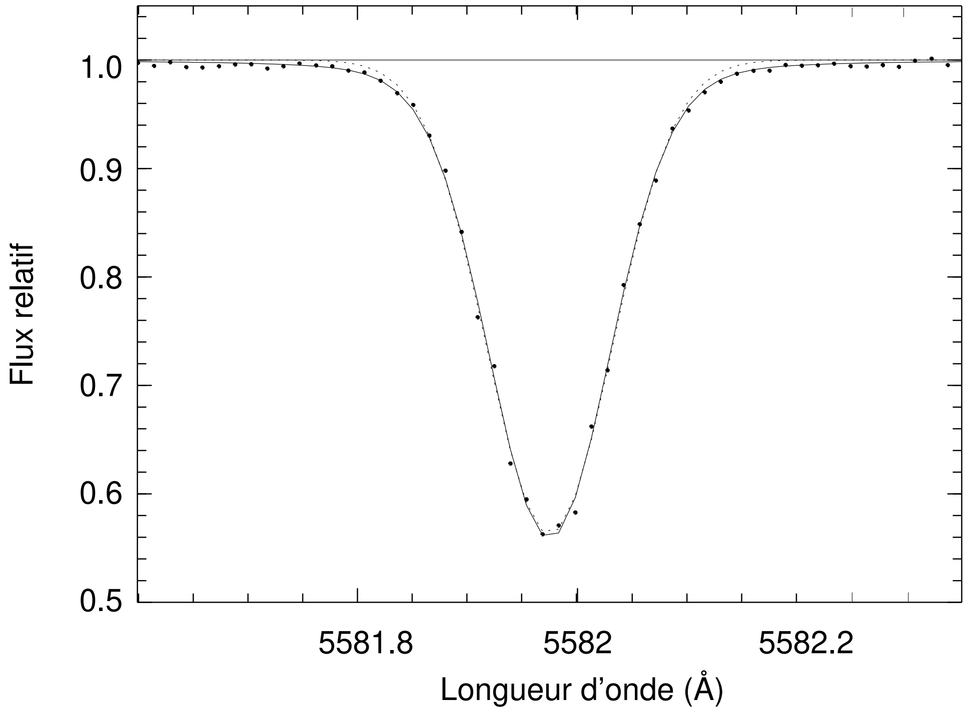


Fig. 2.5: Ajustements d'une raie de calcium neutre, située à 5581.979 Å, dans l'étoile G 159-050 (spectre UVES). Le spectre de l'étoile autour de cette raie est représenté par des points et le continu par une trait plein horizontal. Un ajustement gaussien, donnant une largeur équivalente insuffisante de 62.6 mÅ, est tracé en pointillés. Finalement, un ajustement par un profil de Voigt, mieux adapté aux ailes de la raie et donnant une largeur équivalente de 65.7 mÅ, est représenté en trait continu.

2.1.2 Spectres UVES

Les spectres utilisés pour étudier la vingtaine d'étoiles du halo externe ont également été acquis par E. Jehin, avec le spectrographe UVES (Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph) monté sur le télescope UT2 du VLT à Paranal (ESO/Chili). Ils ont ensuite été réduits à l'aide de la procédure standard de réduction (*pipeline* UVES) implémenté dans le logiciel MIDAS de l'ESO et incluant les étapes de base décrites dans la section précédente (*flat-fielding*, soustraction du *bias*, calibration en longueurs d'onde).

Les 21 étoiles de l'échantillon de Jehin *et al.* se trouvaient dans le voisinage solaire ; la plus lointaine était à 83 parsecs de nous. Le Very Large Telescope allait nous permettre d'observer des étoiles situées bien au-delà tout en gardant un rapport signal-sur-bruit élevé ($S/N \simeq 200$) et une grande résolution ($R \simeq 65\,000$, où $R = \lambda/d\lambda$), avec en prime une couverture spectrale beaucoup plus large (environ 3000 Å par étoile).

Douze étoiles ont été observées durant la période 69 (avril 2002 – septembre 2002) et neuf durant durant la période 70 (octobre 2002 – mars 2003). Trois régions spectrales ont ainsi été obtenues simultanément pour chaque pose dans chaque étoile :

1. le bras bleu d'UVES, couvrant une gamme de longueurs d'ondes allant de 3300 Å environ à 4500 Å environ ;
2. le bras rouge *low*, couvrant l'intervalle [4800,5800] Å environ ;
3. le bras rouge *up*, couvrant [5800,6800] Å environ.

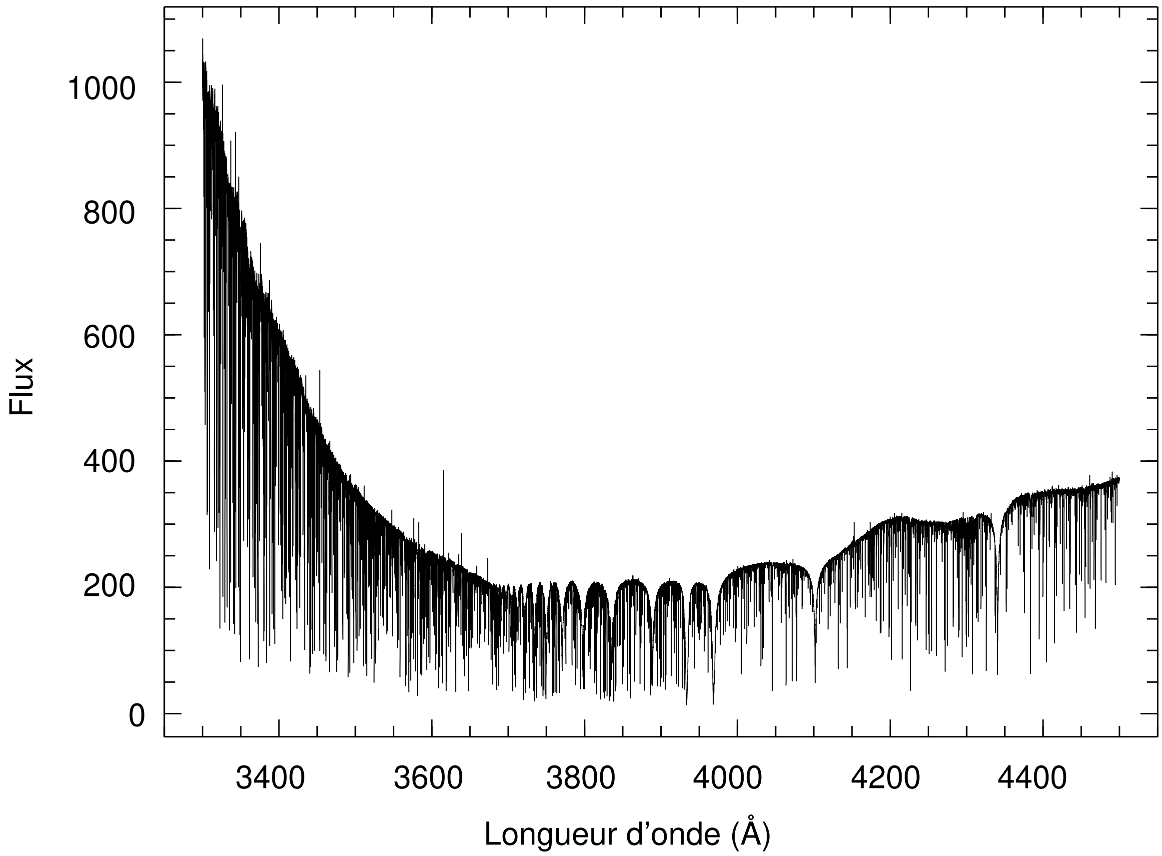


FIG. 2.6: Spectre réduit de l'étoile HD 284 248 dans la région bleue.

Les figures 2.6, 2.7 et 2.8 montrent les spectres réduits de HD 284 248, une des étoiles les plus pauvres en métaux de l'échantillon ([Fe/H] $= -1.622 \pm 0.048$ dex), dans les trois différentes régions spectrales. Le domaine spectral disponible est étendu ; nous disposons, pour chaque étoile, de plus de 3000 Å de spectre. A titre de comparaison, rappelons que les spectres CES de l'échantillon précédent consistaient en régions spectrales d'un peu plus de 50 Å de large.

Dans la figure 2.6, nous pouvons voir que la partie située dans l'ultra-violet ($\lambda < 4000$ Å) contient une quantité innombrable de raies d'absorption mêlées les unes aux autres. Pourtant, l'étoile choisie est une des étoiles les plus pauvres en métaux du nouvel échantillon (ce qui diminue l'intensité des raies). Dans l'analyse qui suivra, cette région spectrale a d'ailleurs été ignorée et seule la région de $\lambda > 4000$ Å a été conservée, afin de déterminer un continu plus fiable dans une région qui permettrait notamment d'étudier la bande G du radical CH et la raie de l'europium à 4129.724 Å.

Au contraire de la région bleue discutée ci-dessus, la figure 2.8 nous montre que la troisième région spectrale fournie par UVES (rouge *up*) contient beaucoup moins de raies. Dans cette région spectrale peu encombrée, le continu est en principe plus facile à déterminer, si c'est n'est que, dans cette gamme de longueurs d'ondes, tombent certaines raies d'oxygène et de vapeur d'eau de l'atmosphère terrestre qui sont décalées d'une étoile à l'autre à cause de la vitesse radiale de celles-ci.

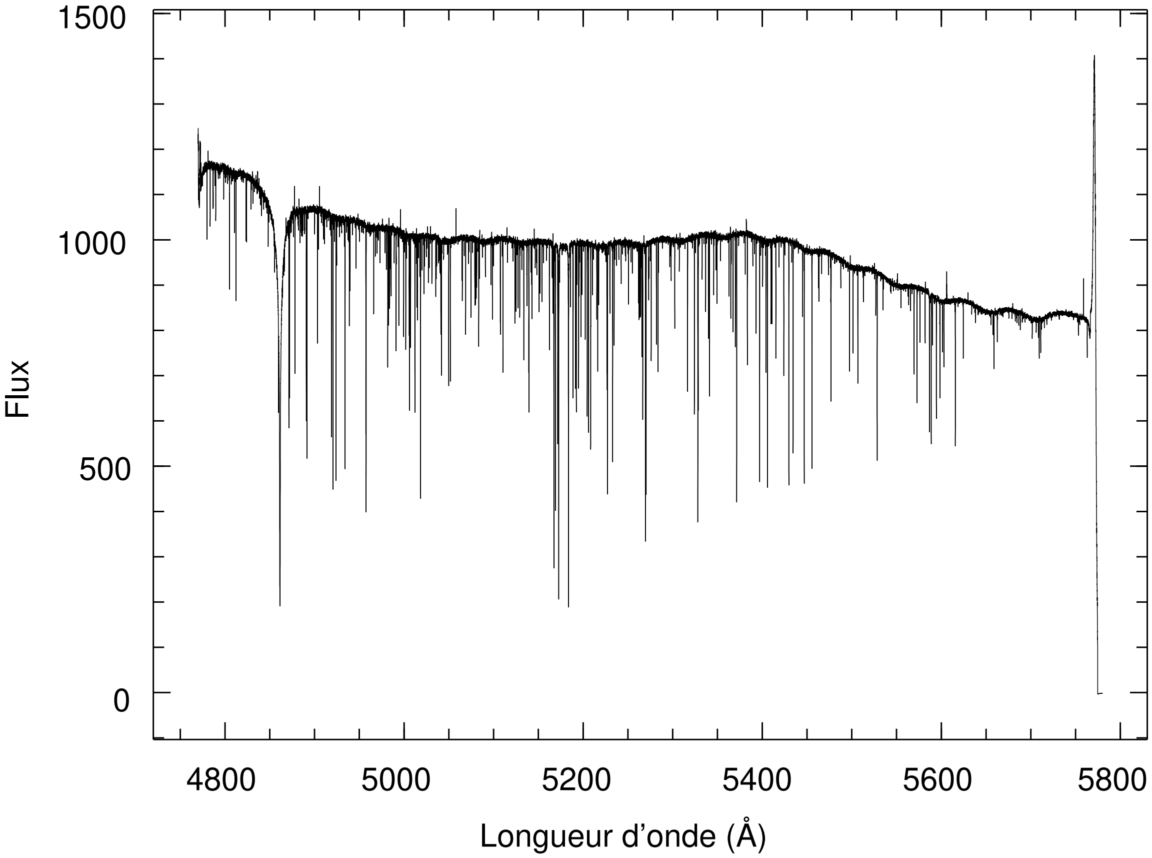


FIG. 2.7: Spectre réduit de l'étoile HD 284 248 dans la région rouge *low*.

Dans les trois régions spectrales, mais surtout dans la deuxième (voir figure 2.7), nous pouvons observer des oscillations périodiques du continu (qui n'est pas encore normalisé). Chaque oscillation correspond à un *ordre* du spectre. En effet, le domaine spectral obtenu à la sortie d'UVES est divisé en une trentaine de portions – les ordres – raccordées ensuite les unes aux autres lors de la réduction. Cet effet d'oscillations illustre les limitations de la procédure de réduction standard des spectres, en tout cas en ce qui concerne la détermination du continu. Ces oscillations ont pu être éliminées lors de la réduction au continu.

Les faibles traits fins dirigés vers le haut des spectres ne sont pas d'éventuelles raies en émission, mais des pics dus à des impacts de rayons cosmiques qui ont atteint le détecteur CCD en même temps que la lumière de l'étoile observée. La procédure de réduction les élimine en grande partie, mais il se peut que certains d'entre eux échappent à cette supression. Si un rayon cosmique tombe malencontreusement dans une raie à analyser, celle-ci n'est plus mesurable.

Notons que neuf étoiles du programme prévu n'ont pu être observées et feront éventuellement l'objet d'un programme ultérieur. Notons également qu'une des 21 étoiles observées (la quatorzième, G 168-042) a été écartée de notre étude après s'être révélée binaire spectroscopique.

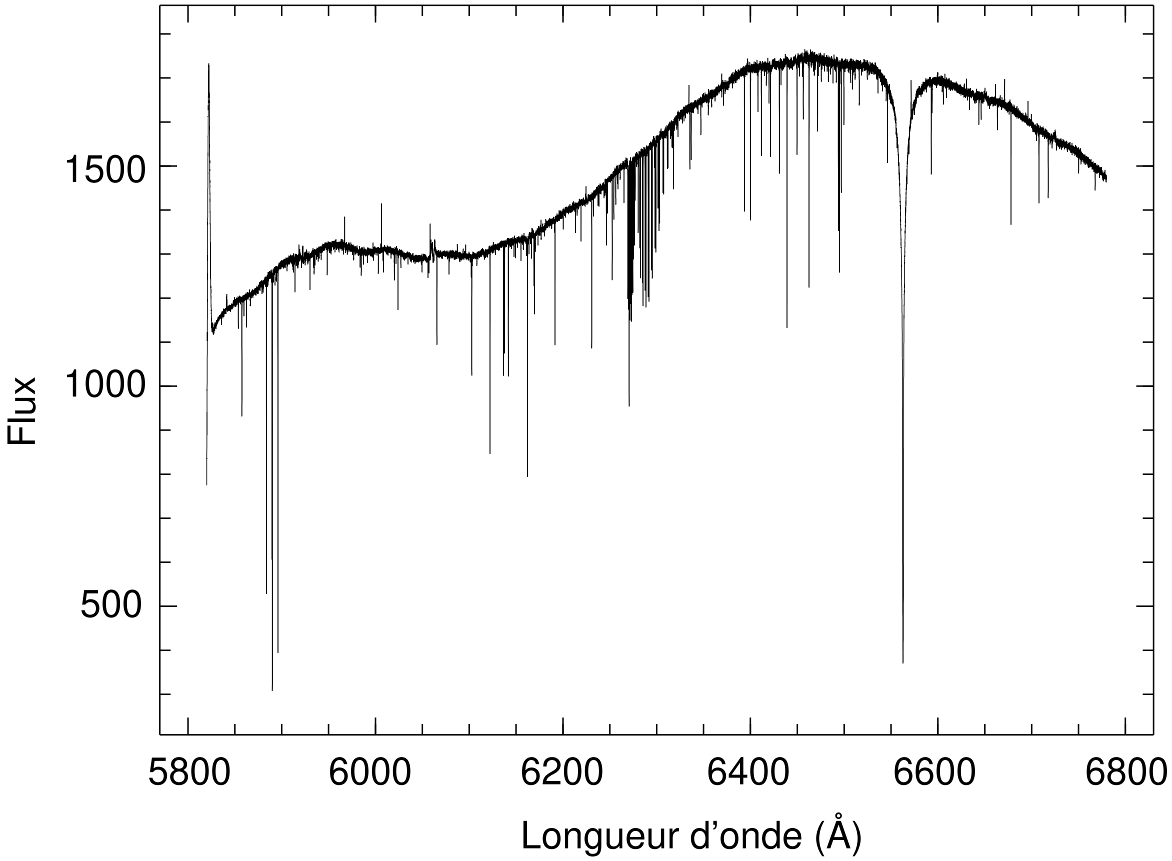


FIG. 2.8: Spectre réduit de l'étoile HD 284 248 dans la région rouge *up*. Une raie sort du lot : il s'agit de H_α, la première raie de la série de Balmer de l'hydrogène, située à 6563 Å.

2.2 Sélection et mesure des raies

La sélection des raies à analyser s'est effectuée de manière stricte dans les deux échantillons, d'après les tables de Moore *et al.* [54]. Outre le critère purement technique de la largeur spectrale disponible, d'autres critères ont été appliqués.

Aucune raie *blendée*, c'est-à-dire contaminée par d'autres raies se trouvant à peu près aux mêmes longueurs d'ondes, n'a été retenue (excepté si aucune autre raie de l'élément voulu n'était disponible). Les raies choisies sont donc isolées, ce qui rend la mesure plus facile et plus fiable.

Les raies retenues ne sont ni trop fortes (la dépendance de l'intensité de la raie en l'abondance de l'élément mis en cause n'y est plus respectée ; elles sont saturées) ni trop faibles non plus (l'influence du bruit y devient trop importante). De cette manière, les raies choisies sont, autant que possible, mesurables dans toutes les étoiles étudiées.

Dans l'échantillon d'étoiles Outer Halo, nous avons comparé le spectre solaire, dans lequel les raies sont généralement plus fortes que dans nos étoiles, au spectre d'une des étoiles les plus pauvres en métaux de l'échantillon (HD 284 248) afin de voir si les raies sélectionnées seraient mesurables dans l'ensemble de l'échantillon.

2.2.1 Etoiles de Jehin *et al.*

Les éléments initiaux

Afin de comparer de façon cohérente nos résultats pour l'échantillon d'étoiles Outer Halo avec les étoiles de Jehin *et al.*, nous avons décidé de recalculer toutes les abondances des éléments initialement étudiés (Mg, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Fe, Ni, Sr, Y, Zr, Ba, La, Ce, Nd, Sm et Eu) dans les 21 étoiles de Jehin *et al.* Nous avons repris toutes les raies sélectionnées alors et toutes les mesures de largeurs équivalentes [43]. De nouveaux modèles d'atmosphère (dont la construction sera explicitée dans la section suivante) ont été utilisés ainsi que de nouveaux $\log gf$, tirés d'une analyse inverse du soleil personnelle, exactement comme pour l'échantillon d'étoiles Outer Halo.

Le carbone

Dans les spectres initialement utilisés par Jehin *et al.* [41], le carbone n'avait pas été étudié. Pourtant, ces spectres contiennent une grande partie de la bande G du radical CH, certes située dans une région spectrale assez encombrée (vers 4300 Å). Nous avons retenu trois raies, dont les caractéristiques sont reprises dans le tableau 2.1. Les forces d'oscillateurs utilisées (ci-après, $\log gf$) nous ont été fournis par J. Sauval (communication privée) ou proviennent des banques de données de Kurucz [101]. Notons que la première et la dernière raie sont en réalité des raies doubles : deux raies de même potentiel d'excitation se superposent à ces longueurs d'onde. Le $\log gf$ alors utilisé est une force d'oscillateur globale et les raies ont été analysées en tenant compte du dédoublement comme s'il s'agissait de deux composantes de structure hyperfine dans chaque raie.

Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$	EW (mÅ)
CH	4313.610	0.021	-1.379	38.6
CH	4328.610	1.315	-0.690	11.9
CH	4329.340	1.257	-0.694	20.0

Tab. 2.1: Données spectrales concernant le carbone. Les colonnes donnent, respectivement, la molécule utilisée, la longueur d'onde de la raie, le potentiel d'excitation du niveau inférieur de la transition et le $\log gf$. La largeur équivalente de la raie dans le spectre de HD 203 608 est présentée dans la dernière colonne.

Après avoir soigneusement déterminé un nouveau continu local dans la région spectrale en question, nous avons mesuré les largeurs équivalentes des trois raies de CH sélectionnées pour chacune des 21 étoiles de l'échantillon de Jehin *et al.* Les raies étant toutes relativement faibles dans cet échantillon assez homogène (paramètres atmosphériques proches, métallicités proches, etc), toutes les valeurs de largeurs équivalentes retenues sont celles obtenues par l'ajustement gaussien des raies.

Autres éléments légers supplémentaires

Dans l'étude initiale des 21 étoiles de Jehin *et al.*, certains éléments légers n'avaient pas pu être étudiés car aucune raie utilisable n'était disponible dans les premiers spectres CES. Les spectres supplémentaires obtenus ultérieurement nous ont permis d'étudier l'oxygène, le sodium et l'aluminium et d'améliorer l'étude du silicium et du calcium dans ces étoiles. Cependant, les spectres supplémentaires n'ont pu être obtenus que pour une grosse moitié de l'échantillon de départ.

En plus de ces nouvelles données, nous avons également utilisé des largeurs équivalentes de raies supplémentaires pour ces éléments dans d'autres étoiles de l'échantillon, provenant d'observations menées par P. Magain (communication privée) également avec la combinaison CAT/CES de l'ESO. Notons que ces données, inutilisées pendant près de vingt ans, ont récemment fait l'objet d'une analyse complète [46]. Quelques largeurs équivalentes de la raie interdite de l'oxygène ont aussi été obtenues auprès de P.E. Nissen [60].

Toutes les raies utilisées pour ces éléments sont reprises dans le tableau 2.2 avec leurs caractéristiques. Les $\log gf$ utilisés proviennent de Becker *et al.* [9], Thévenin [86], Wiese *et al.* [94] ou Wiese & Martin [95].

Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$	EW (mÅ)
[O I]	6300.311	0.000	−9.750	1.7
O I	7771.954	9.150	0.369	72.2
O I	7774.177	9.150	0.223	62.2
O I	7775.395	9.150	0.002	47.2
Na I	5682.647	2.100	−0.700	45.2
Na I	6154.230	2.100	−1.543	9.2
Na I	6160.753	2.100	−1.275	18.2
Al I	7835.317	4.020	−0.800	9.3
Al I	7836.130	4.020	−0.630	11.8
Si I	5690.433	4.930	−1.766	16.9
Si I	5701.108	4.930	−1.947	12.0
Si I	6125.026	5.610	−1.534	10.1
Si I	6142.494	5.620	−1.425	10.6
Si I	7800.000	6.180	−0.669	21.5
Ca I	6161.295	2.520	−1.194	22.5
Ca I	6166.440	2.520	−1.081	26.5

TAB. 2.2: Données spectrales concernant les éléments étudiés dans les spectres supplémentaires. Les colonnes donnent, respectivement, l'élément et son degré d'ionisation, la longueur d'onde de la raie, le potentiel d'excitation du niveau inférieur de la transition et le $\log gf$ provenant de la littérature (voir texte). La largeur équivalente de la raie dans le spectre de HD 203 608 est présentée dans la dernière colonne.

2.2.2 Etoiles Outer Halo

Etant donnée la largeur spectrale très étendue des données UVES, le choix des raies à analyser était très vaste (en tout cas pour les éléments présentant beaucoup de raies).

Le **fer** est un élément de première importance dans une étude d'abondances chimiques. Toutefois, soulignons que cette importance est plus conventionnelle que réelle. Cet élément a été désigné comme indicateur de la métallicité d'une étoile car beaucoup de raies d'absorption, de fer neutre comme de fer ionisé, se trouvent dans la partie visible des spectres stellaires (seule partie à la portée des astronomes durant longtemps).

Parmi les nombreuses raies du fer disponibles, nous en avons finalement choisi 29 du fer neutre (Fe I) et 11 du fer ionisé une fois (Fe II). Outre les critères explicités en début de section, nous avons également appliqué d'autres critères de sélection. Nous n'avons gardé que les raies pour lesquelles la constante d'amortissement, f_6, était calculable à l'aide d'un programme de Anstee & O'Mara [5], aimablement mis à notre disposition par N. Grevesse. Cette méthode est, à l'heure actuelle, celle qui permet de calculer les constantes d'amortissement les plus fiables pour un grand nombre de raies métalliques. Nous avons également éliminé les raies de potentiel d'excitation égal à 2.2 eV, connues pour être généralement en désaccord avec les autres raies [15]. Pour les étoiles de l'échantillon dans lesquelles les raies étaient beaucoup plus fortes, nous avons ajouté neuf raies plus faibles de fer neutre (non mesurables dans les autres étoiles), de manière à pouvoir déterminer la vitesse de microturbulence de façon plus sûre (voir section 2.3.2). Les raies retenues et leurs principales données spectrales sont reprises dans le tableau 2.3. Les raies supplémentaires du fer neutre y sont notées en italique.

La sélection des raies d'autres éléments a ensuite été effectuée de manière similaire. Pour certains éléments (notamment ceux pour lesquels seules des raies d'ions étaient disponibles), le f_6 n'était pas calculable. Nous avons alors pris une valeur typique de 1.6 pour cette constante qui n'affecte pratiquement pas l'abondance obtenue lorsque la raie n'est pas trop forte. Ainsi, en plus des 49 raies du fer, ce sont 195 raies de C, Na, Mg, Al, Si, Ca, Sc, Ti, V, Cr, Mn, Co, Ni, Cu, Sr, Y, Zr, Ba, Ce, Sm et Eu qui ont été mesurées et étudiées dans tout l'échantillon d'étoiles Outer Halo. Nous avons choisi d'utiliser des $\log gf$ solaires, recalculés personnellement par analyse inverse du soleil (les abondances solaires étant celles de Grevesse *et al.* [33]). Une analyse différentielle entre les différentes raies d'un élément a ensuite été réalisée (voir section 2.4). Toutes les raies utilisées sont répertoriées dans le tableau 2.3.

Raie	λ (Å)	χ (eV)	log gf
CH	4027.940	0.408	−1.888
CH	4192.575	0.641	−1.185
CH	4207.421	0.955	−0.987
CH	4216.619	0.838	−1.227
CH	4263.962	0.458	−1.710
CH	4328.617	1.315	−1.017
CH	4386.050	0.840	−1.282
C I	4775.877	7.49	−2.133
C I	5052.151	7.68	−1.401
C I	5380.322	7.68	−1.754
C I	6587.622	8.53	−1.256
Na I	4321.412	2.10	−1.933
Na I	5682.647	2.10	−0.734
Na I	5688.217	2.10	−0.464
Na I	6154.230	2.10	−1.555
Na I	6160.753	2.10	−1.248
Mg I	5711.095	4.34	−1.681
Al I	6696.032	3.14	−1.548
Al I	6698.669	3.14	−1.860
Si I	5421.178	5.62	−1.291
Si I	5493.244	5.08	−2.175
Si I	5517.552	5.08	−2.423
Si I	5645.618	4.93	−1.988
Si I	5665.563	4.92	−1.949
Si I	5684.493	4.95	−1.581
Si I	5690.433	4.93	−1.780
Si I	5701.108	4.93	−1.983
Si I	5708.405	4.95	−1.280
Si I	5753.646	5.61	−1.212
Si I	5948.548	5.08	−1.128
Si I	6125.026	5.61	−1.492
Si I	6131.577	5.61	−1.646
Si I	6131.858	5.61	−1.633
Si I	6142.494	5.62	−1.439
Si I	6145.020	5.61	−1.412
Si I	6243.823	5.61	−1.249
Si I	6244.476	5.61	−1.256
Si I	6414.987	5.87	−0.954
Si I	6526.653	5.87	−1.386
Si I	6527.215	5.87	−1.095
Si I	6721.844	5.86	−1.060
Si I	6741.629	5.98	−1.576

A suivre...

Suite...

Raie	λ (Å)	χ (eV)	log gf
Si II	6347.095	8.12	+0.303
Ca I	4509.449	2.52	−2.091
Ca I	4512.273	2.52	−1.956
Ca I	5260.390	2.52	−1.772
Ca I	5261.708	2.52	−0.633
Ca I	5349.469	2.71	−0.576
Ca I	5512.989	2.93	−0.458
Ca I	5581.979	2.52	−0.587
Ca I	5588.764	2.52	−0.094
Ca I	5590.126	2.52	−0.800
Ca I	5867.572	2.93	−1.597
Ca I	6163.754	2.52	−1.221
Ca I	6166.440	2.52	−1.160
Ca I	6169.044	2.52	−0.730
Ca I	6169.564	2.52	−0.461
Ca I	6449.820	2.52	−0.703
Ca I	6455.605	2.52	−1.427
Ca I	6493.788	2.52	−0.403
Ca I	6499.654	2.52	−0.954
Sc I	4023.687	0.02	+0.117
Sc II	5239.823	1.45	−0.806
Sc II	5318.361	1.36	−1.761
Sc II	5526.821	1.77	+0.118
Sc II	5657.880	1.51	−0.364
Sc II	5684.198	1.51	−0.950
Sc II	6245.620	1.51	−1.103
Sc II	6604.600	1.36	−1.194
Ti I	4060.269	1.05	−0.858
Ti I	4281.376	0.81	−1.330
Ti I	4287.412	0.84	−0.460
Ti I	4450.901	1.88	+0.211
Ti I	4465.814	1.74	−0.176
Ti I	4512.741	0.84	−0.473
Ti I	4518.032	0.83	−0.372
Ti I	4778.258	2.24	−0.353
Ti I	4805.420	2.34	+0.201
Ti I	4840.884	0.90	−0.392
Ti I	4885.088	1.89	+0.504
Ti I	4913.622	1.87	+0.173
Ti I	4981.740	0.85	+0.460
Ti I	4997.100	0.00	−2.156
Ti I	4999.510	0.83	+0.263
Ti I	5009.655	0.02	−2.289
Ti I	5016.168	0.85	−0.618

A suivre...

Suite...			
Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$
Ti I	5022.874	0.83	−0.428
Ti I	5024.850	0.82	−0.483
Ti I	5062.104	2.16	−0.403
Ti I	5152.190	0.02	−2.063
Ti I	5219.706	0.02	−2.262
Ti I	5295.784	1.07	−1.607
Ti I	5490.159	1.46	−1.012
Ti I	5503.904	2.58	−0.076
Ti I	5866.461	1.07	−0.841
Ti I	5922.123	1.05	−1.485
Ti I	6126.224	1.07	−1.401
Ti I	6743.127	0.90	−1.699
Ti II	4316.802	2.05	−1.549
Ti II	4395.848	1.24	−1.881
Ti II	4409.526	1.23	−2.568
Ti II	4417.723	1.16	−1.027
Ti II	4470.858	1.16	−1.988
Ti II	4488.329	3.12	−0.437
Ti II	4493.530	1.08	−2.845
Ti II	4798.537	1.08	−2.644
Ti II	4911.199	3.12	−0.341
Ti II	5336.794	1.58	−1.584
V I	4189.816	0.29	−1.108
V I	4437.842	0.29	−0.716
V I	4452.007	1.87	+0.592
V I	4832.431	0.00	−1.601
V I	5627.642	1.08	−0.348
V I	5670.858	1.08	−0.446
V I	5727.057	1.08	−0.032
V I	6081.448	1.05	−0.616
V I	6090.216	1.08	−0.112
V I	6119.532	1.06	−0.390
V I	6216.358	0.28	−0.836
V I	6243.114	0.30	−1.017
Cr I	4039.096	3.85	+0.250
Cr I	4152.766	3.85	−0.083
Cr I	4491.660	2.90	−0.951
Cr I	4492.312	3.37	−0.433
Cr I	4511.900	3.09	−0.355
Cr I	4789.342	2.54	−0.552
Cr I	4801.031	3.12	−0.229
Cr I	4885.774	2.54	−1.076
Cr I	4964.933	0.94	−2.510
Cr I	5200.185	3.38	−0.511
Cr I	5247.574	0.96	−1.601
A suivre...			

Suite...			
Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$
Cr I	5296.702	0.98	−1.352
Cr I	5300.751	0.98	−2.092
Cr I	5348.326	1.00	−1.223
Cr II	5237.325	4.07	−1.153
Cr II	5305.866	3.83	−2.036
Cr II	5308.429	4.07	−1.842
Cr II	5313.585	4.07	−1.619
Cr II	5502.092	4.17	−1.844
Mn I	4783.420	2.30	−0.746
Mn I	4823.514	2.32	−0.710
Mn I	5420.362	2.14	−2.210
Mn I	5432.548	0.00	−4.606
Mn I	6021.803	3.08	−0.751
Fe I	4365.904	2.99	−2.368
Fe I	4389.253	0.05	−4.683
Fe I	4432.575	3.57	−1.820
Fe I	4445.479	0.09	−5.410
Fe I	4779.445	3.41	−2.205
Fe I	4787.833	3.00	−2.586
Fe I	4799.413	3.64	−2.126
Fe I	4917.235	4.19	−1.075
Fe I	4962.576	4.18	−1.216
Fe I	5159.065	4.28	−0.817
Fe I	5225.534	0.11	−4.717
Fe I	5242.500	3.63	−1.147
Fe I	5243.783	4.26	−1.052
Fe I	5247.058	0.09	−4.886
Fe I	5288.533	3.69	−1.603
Fe I	5322.049	2.28	−2.884
Fe I	5373.714	4.47	−0.847
Fe I	5379.581	3.69	−1.571
Fe I	5389.486	4.41	−0.524
Fe I	5398.287	4.44	−0.680
Fe I	5852.228	4.55	−1.204
Fe I	5905.680	4.65	−0.807
Fe I	5930.191	4.65	−0.300
Fe I	6056.013	4.73	−0.488
Fe I	6065.494	2.61	−1.607
Fe I	6079.016	4.65	−1.028
Fe I	6246.327	3.60	−0.813
Fe I	6270.231	2.86	−2.616
Fe I	6750.164	2.42	−2.646
Fe I	4485.976	3.65	−2.449
Fe I	4808.158	3.25	−2.574
Fe I	4809.941	3.57	−2.479
A suivre...			

Suite...			
Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$
Fe I	5197.942	4.30	−1.452
Fe I	5295.321	4.41	−1.536
Fe I	5473.168	4.19	−1.997
Fe I	6094.377	4.65	−1.585
Fe I	6226.740	3.88	−2.086
Fe I	6786.860	4.19	−1.897
Fe II	4508.289	2.85	−2.360
Fe II	4993.352	2.81	−3.683
Fe II	5264.808	3.33	−3.021
Fe II	5325.560	3.22	−3.151
Fe II	5425.259	3.20	−3.178
Fe II	5534.848	3.24	−2.714
Fe II	5991.378	3.15	−3.521
Fe II	6149.249	3.89	−2.707
Fe II	6247.562	3.89	−2.272
Fe II	6416.928	3.89	−2.655
Fe II	6516.083	2.89	−3.257
Co I	4478.323	3.10	−0.635
Co I	4792.862	3.25	−0.034
Co I	4813.479	3.21	+0.179
Co I	5156.356	4.06	−0.038
Co I	5212.691	3.51	−0.160
Co I	5301.047	1.71	−1.884
Co I	5342.708	4.02	+0.622
Co I	5352.049	3.58	−0.010
Co I	5483.364	1.71	−1.290
Co I	6455.001	3.63	−0.324
Ni I	4410.525	3.31	−0.987
Ni I	4904.418	3.54	−0.103
Ni I	4913.978	3.74	−0.592
Ni I	4998.230	3.61	−0.797
Ni I	5010.943	3.63	−0.898
Ni I	5035.370	3.63	+0.141
Ni I	5042.192	3.66	−0.580
Ni I	5155.132	3.90	−0.595
Ni I	5435.866	1.99	−2.416
Ni I	5462.501	3.85	−0.785
Ni I	5578.729	1.68	−2.634
Ni I	5593.746	3.90	−0.772
Ni I	5625.328	4.09	−0.648
Ni I	5637.123	4.09	−0.818
Ni I	5682.208	4.10	−0.412
Ni I	5754.666	1.93	−1.937
Ni I	6086.288	4.26	−0.482
Ni I	6108.125	1.68	−2.509
A suivre...			

Suite...			
Raie	λ (Å)	χ (eV)	$\log gf$
Ni I	6176.816	4.09	−0.204
Ni I	6586.319	1.95	−2.744
Ni I	6772.321	3.66	−0.963
Cu I	5105.545	1.39	−2.240
Sr II	4161.799	2.94	−0.351
Y II	4124.915	0.41	−1.471
Y II	4398.020	0.13	−1.079
Y II	4883.690	1.08	+0.099
Y II	4900.124	1.03	+0.060
Y II	5087.426	1.08	−0.168
Y II	5200.415	0.99	−0.531
Y II	5402.783	1.84	−0.501
Zr II	4050.329	0.71	−1.031
Zr II	4208.985	0.71	−0.349
Zr II	4317.321	0.71	−1.345
Zr II	5112.279	1.66	−0.681
Ba II	5853.688	0.60	−0.854
Ba II	6496.908	0.60	−0.340
Ce II	4073.486	0.48	+0.350
Ce II	4479.386	0.56	+0.400
Sm II	4318.936	0.28	−0.084
Eu II	4129.724	0.00	−0.711
Eu II	6645.127	1.38	−0.740

TAB. 2.3: Données spectrales concernant les raies utilisées dans l'échantillon d'étoiles Outer Halo. Les colonnes donnent, respectivement, la molécule ou l'élément et son degré d'ionisation, la longueur d'onde de la raie, le potentiel d'excitation du niveau inférieur de la transition et le $\log gf$ solaire avant analyse différentielle. Les raies du fer inscrites en caractères italiques sont les raies ajoutées pour une meilleure détermination de la vitesse de microturbulence dans les étoiles montrant des raies plus fortes. Pour les éléments traités avec structure hyperfine, le $\log gf$ donné est celui de la composante la plus forte de la raie.

2.3 Modèles d'atmosphère

Afin de calculer les abondances des éléments dans un étoile à l'aide de largeurs équivalentes mesurées pour des raies d'absorption de ces éléments, des *modèles d'atmosphère* sont nécessaires. Ceux-ci sont généralement donnés sous la forme de tableaux de valeurs fournissant la température, les pressions gazeuse et électronique ainsi que l'opacité continue en fonction de la profondeur optique à 5000 Å. Dans ce travail comme souvent, les modèles sont construits sur base de plusieurs hypothèses. Les hypothèses simplificatrices sont celles *(i)* d'une atmosphère plan parallèle (on néglige donc la courbure de l'atmosphère, la granulation, les taches éventuelles) ; *(ii)* d'un équilibre hydrostatique (pas de perte de masse) ; *(iii)* de l'absence de tout champ magnétique et *(iv)* de l'équilibre thermodynamique local (ETL – on suppose donc que les équations régissant les équilibres d'excitation (Boltzman) et d'ionisation (Saha) sont valables localement et que la fonction source est une fonction de Planck).

Dans un premier temps, nous avons utilisé les modèles d'atmosphère construits par Jehin *et al.* [43] sur base des grilles de Kurucz [101] afin d'entreprendre l'étude complémentaire des étoiles du premier échantillon. Dans le Chapitre 3, consacré à ces étoiles seules, ce sont donc avec ces modèles que les résultats discutés ont été obtenus.

Pour l'échantillon d'étoiles Outer Halo, nous avons construit nos propres modèles d'atmosphère par interpolation parabolique dans les grilles plus récentes de modèles d'atmosphère de Vienne [36, 56, 99]. Pour ce faire, il a fallu estimer les paramètres atmosphériques que sont la température effective, la gravité de surface, la métallicité et la vitesse de microturbulence des étoiles étudiées. Le cheminement accompli jusqu'à l'obtention du modèle d'atmosphère est décrit ci-dessous.

Une fois l'analyse des étoiles Outer Halo achevée, nous avons voulu en comparer les résultats avec ceux des étoiles du disque épais de Jehin *et al.* Afin d'y parvenir de la façon la plus cohérente possible, nous avons recalculé toutes les abondances dans ces dernières étoiles à l'aide de nouveaux modèles, construits de la même façon que pour l'échantillon d'étoiles Outer Halo. Ces résultats sont discutés dans le Chapitre 4.

2.3.1 Données photométriques et estimation des paramètres atmosphériques

L'estimation des paramètres atmosphériques nécessaires à la construction des modèles d'atmosphère des étoiles étudiées a été réalisée à partir d'indices photométriques. Ceux-ci sont des mesures du flux de radiation de l'étoile considérée, intégré sur de larges bandes spectrales. Les indices u, v, b, y ont été définis par Strömgren [85]. Les filtres qui y correspondent sont respectivement centrés en $\lambda = 3500, 4110, 4670$ et 5470 Å avec une largeur de 250 Å en moyenne. Les indices m_1 et c_1 sont des combinaisons des indices précédents et sont respectivement des indicateurs de métallicité et de gravité. Les indices $(b - y)$ et $(V - K)$ sont des indicateurs de la température effective, $(V - K)$ étant un indice du système de Johnson [45].

Pour notre échantillon d'étoiles Outer Halo, ces indices ont été puisés dans le catalogue de Hauck & Mermilliod [35] ainsi que dans d'autres sources [3, 19, 57, 60, 64, 79] (voir tableau 2.4).

ID	Nom	$(b-y)$	m_1	c_1	$(V-K)$	V	π	e_π
1	G 046-031	0.350	0.122	0.274	1.457	10.86	3.79	2.16
2	G 159-050	0.387	0.133	0.231	*	9.09	16.17	1.34
3	HD 123505	0.478	0.263	0.231	*	9.68	20.95	1.65
4	G 082-005	0.447	0.179	0.263	*	10.60	24.27	23.10
5	CD −292277	0.365	0.081	0.170	*	11.61	7.69	2.47
6	G 112-043	0.335	0.074	0.339	1.355	10.22	3.08	5.42
7	G 114-042	*	*	*	*	12.76	*	*
8	CD −571633	0.343	0.113	0.271	1.418	9.54	10.68	0.91
9	CD −514628	0.324	0.080	0.301	*	10.05	7.68	1.43
10	G 066-022	0.452	0.201	0.190	2.034	10.47	11.38	2.06
11	G 014-023	0.370	0.150	0.316	*	9.74	*	*
12	CD −453283	0.384	0.143	0.203	*	10.43	15.32	1.38
13	G 015-013	0.491	0.163	0.144	2.076	12.33	7.96	4.41
15	HD 163810	0.423	0.114	0.199	*	9.62	11.88	2.21
16	CD −436810	0.368	0.148	0.329	*	9.82	6.83	1.47
17	CD −610282	0.365	0.092	0.231	*	10.10	11.63	1.19
18	HD 224618	0.470	0.267	0.236	*	8.96	24.00	8.00
19	G 099-031	0.433	0.141	0.168	*	11.84	44.67	14.98
20	HD 284248	0.328	0.075	0.272	1.370	9.22	12.84	1.33
21	G 112-044	0.331	0.084	0.248	*	11.27	10.58	13.03

TAB. 2.4: Données photométriques (en mag) et parallaxes (en mas) des 20 étoiles Outer Halo étudiées. Les colonnes reprennent l'identifiant ID de l'étoile, son nom le plus courant, les indices de couleurs $(b-y)$, m_1, c_1 et $(V-K)$, la magnitude visuelle V, la parallaxe π du catalogue Hipparcos [26] et son incertitude e_π.

Métallicité

La métallicité des étoiles étudiées a été estimée à partir des calibrations empiriques de Schuster & Nissen [77]. Celles-ci font appel aux indices photométriques $(b-y)$, m_1 et c_1. Ces estimations nous servant de métallicités de départ ont ensuite été ajustées lors de la construction itérative des modèles d'atmosphère (voir section 2.3.2).

Température effective

La température effective ($\mathrm{T_{eff}}$) et la couleur d'une étoile sont étroitement liées. P. Magain fut parmi les premiers [51] à établir, au moyen de la méthode du flux infrarouge de Blackwell & Shallis [13], des calibrations de températures effectives sur des indices de couleur pour des étoiles de population II. Deux indices utiles pour la détermination de la température sont $(b-y)$, indice du système photométrique de Strömgren [85], et $(V-K)$, un indice du système de Johnson [45]. Les relations obtenues sont les suivantes :

$$T_{\mathrm{eff}} = 8330 - 7040\,(b-y)\,(1 - 0.099\,10^{[\mathrm{Fe/H}]}) \tag{2.2}$$

$$T_{\mathrm{eff}} = 8060 - 1550\,(V-K) \tag{2.3}$$

En 1996, Alonso *et al.* [4] établirent à leur tour des calibrations de ce genre, mais à partir d'un échantillon d'étoiles beaucoup plus étendu. Les deux relations proposées par ces auteurs sont :

$$\begin{aligned} \theta_{\rm eff} &= 0.537 + 0.854\,(b-y) + 0.196\,(b-y)^2 - 0.198\,(b-y)\,c_1 \\ &- 0.026\,(b-y)\,[\mathrm{Fe/H}] - 0.014\,[\mathrm{Fe/H}] - 0.009\,[\mathrm{Fe/H}]^2 \end{aligned} \tag{2.4}$$

$$\begin{aligned} \theta_{\rm eff} &= 0.555 + 0.195\,(V-K) + 0.013\,(V-K)^2 \\ &- 0.008\,(V-K)\,[\mathrm{Fe/H}] + 0.009\,[\mathrm{Fe/H}] - 0.002\,[\mathrm{Fe/H}]^2 \end{aligned} \tag{2.5}$$

où $\theta_{\rm eff} = 5040/T_{\rm eff}$.

Nous avons calculé la température effective des étoiles pour lesquelles nous disposions d'indices de couleurs, via les calibrations des deux études précitées. Nous les avons comparées (voir figures 2.9) et avons finalement choisi de ne retenir pour la suite de nos analyses que la calibration d'Alonso avec l'indice $(b-y)$. En effet, la gamme de $\mathrm{T_{eff}}$ de nos étoiles s'étale entre 4800 et 6200 K, or la calibration de Magain [51] a été établie pour des températures supérieures à 5400 K. De plus, l'indice $(V-K)$ n'est souvent pas disponible dans les bases de données existantes (voir tableau 2.4) pour ces étoiles jusqu'à présent très peu étudiées.

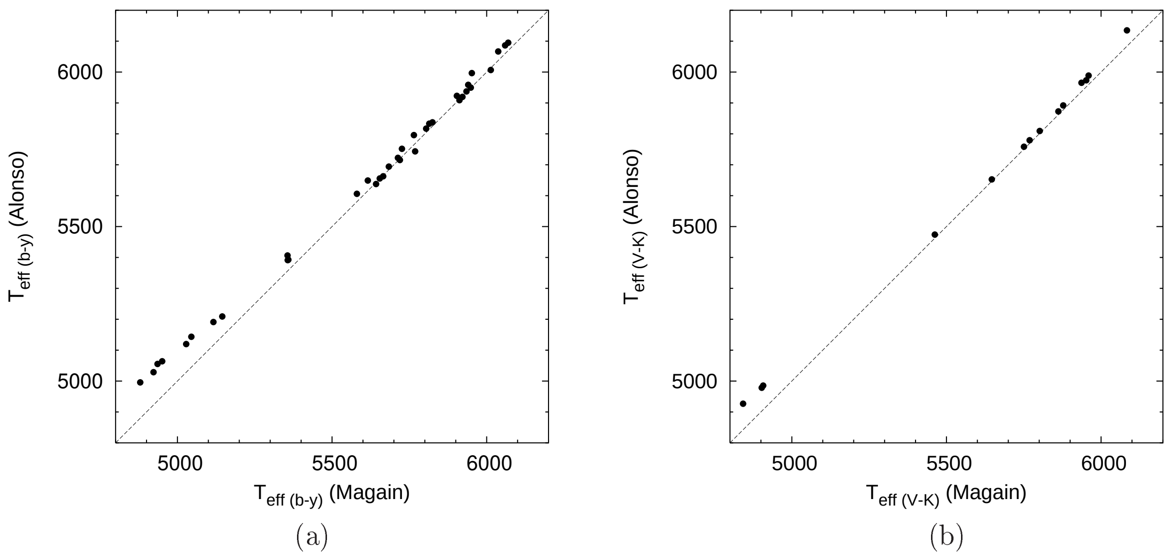


FIG. 2.9: Comparaison des températures effectives obtenues (a) avec l'indice $(b-y)$ et (b) avec l'indice $(V-K)$, par les calibrations de Magain [51] et Alonso [4] dans notre échantillon d'étoiles Outer Halo ainsi que dans des étoiles du halo étudiées par Nissen [57]. L'accord entre les deux études se détériore pour les températures inférieures à 5400 K.

Gravité de surface

La gravité de surface d'une étoile détermine la pression régnant dans son atmosphère. Elle contrôle donc le degré d'ionisation des atomes et ainsi les coefficients d'absorption continu, κ_c, et dans les raies, κ_r. Or, la profondeur des raies d'absorption dépend directement du rapport entre ces deux coefficients [32]. L'estimation de la gravité de surface est donc importante pour la détermination des abondances d'une étoile. Pourtant, il s'agit malheureusement d'un des paramètres les plus difficiles à estimer avec précision. Plusieurs méthodes existent cependant, utilisant l'équilibre d'ionisation, la discontinuité de Balmer, les parallaxes, les ailes des raies fortes...

Dans un premier temps, nous avons utilisé les isochrones de Bergbusch & VandenBerg [11] pour déterminer le logarithme de la gravité de surface, $\log g$. Ces auteurs ont élaboré des programmes, mis à la disposition de la communauté scientifique, fournissant des isochrones et des fonctions de population d'isochrones, notamment pour de vieilles étoiles pauvres en métaux. Ils les ont récemment améliorés en considérant l'enrichissement en éléments-α souvent observé pour ces étoiles. Ces calculs sont basés à la fois sur des calibrations photométriques et sur des modèles théoriques d'évolution.

A partir du moment où nous choisissons un certain âge (nous avons choisi 14 Gyr pour nos étoiles) et une certaine métallicité (celle calculée à partir des indices de couleur), une isochrone peut être obtenue numériquement. Un tableau de valeurs fournit alors, pour les étoiles peuplant l'isochrone, la magnitude absolue, la couleur, la masse, la magnitude bolométrique, la température effective, le $\log g$, etc.

A ce stade, nous disposons encore de plusieurs paramètres utiles : la température effective calculée avec les indices de couleur et, pour certaines étoiles, la parallaxe (voir tableau 2.4) qui, dans la plupart des cas, provient du catalogue Hipparcos de l'ESA [26]. Dès lors, deux entrées sont possibles dans les tableaux d'isochrones pour trouver le $\log g$ de l'étoile recherchée : soit nous regardons la température effective, soit la magnitude absolue. Cette dernière (M_V) aura été déterminée au préalable, à partir de la magnitude apparente observée (V, en mag) et de la parallaxe (π, en milli-arcsecondes) au moyen des relations suivantes :

$$d(pc) = \frac{1000}{\pi(mas)} \tag{2.6}$$

$$M_V(mag) = V(mag) - 5\,\log d + 5 \tag{2.7}$$

où d est la distance qui nous sépare de l'étoile (en parsecs).

Les isochrones de Bergbusch & VandenBerg [11] étant calculables pour 17 métallicités possibles ($-2.3 \lesssim$ [Fe/H] $\lesssim -0.3$ dex), nous avons retenu, pour chaque étoile, une moyenne du $\log g$ trouvé par les deux entrées possibles ($T_{\rm eff}$ et M_V) et dans les deux isochrones de métallicité entourant la métallicité estimée de l'étoile.

Par ailleurs, les magnitudes absolues et les températures effectives ainsi calculées nous ont permis de placer 18 étoiles Outer Halo dans un diagramme de Hertzsprung-Russel (voir figure 2.10). Les deux isochrones de métallicités extrêmes (-2.3 et -0.3 dex) pour un rapport $[\alpha/\mathrm{Fe}] = +0.3$ dex et un âge de 14 Gyr sont également tracées. Nous pouvons constater que les étoiles représentées dans la figure sont des étoiles de séquence principale ou du *turn off*.

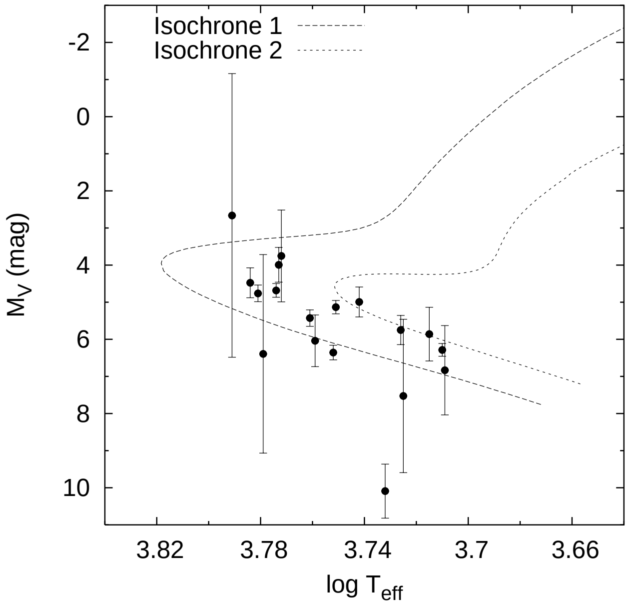


FIG. 2.10: Diagramme HR pour les étoiles Outer Halo étudiées et disposant de parallaxes connues. Les barres d'erreur résultent de l'incertitude sur la parallaxe. Deux isochrones sont dessinées : l'isochrone 1 est une isochrone de [Fe/H] $= -2.3$ dex, $[\alpha/\mathrm{Fe}] = +0.3$ et d'âge égal à 14 Gyr. L'isochrone 2 est une isochrone de même âge et même $[\alpha/\mathrm{Fe}]$, mais de [Fe/H] $= -0.3$ dex.

Rougissement

Entre les étoiles observées et le lieu d'observation, c'est-à-dire la Terre, se trouvent des *poussières interstellaires* qui ont pour effet d'absorber et de diffuser une partie de la lumière émise par les étoiles. Il en résulte que nous observons la lumière de ces étoiles *rougie*, car les poussières absorbent surtout la lumière bleue et ultraviolette.

Afin de ne pas estimer de mauvais paramètres stellaires à partir d'indices de couleurs qui auraient été rougis par ces poussières interstellaires, il est nécessaire de corriger cet effet de rougissement. Pour cela, nous avons utilisé les relations empiriques de Schuster & Nissen [77] qui font appel à l'indice de couleur β. Celui-ci est une mesure de la raie H_β de l'hydrogène et est, comme $(b-y)$, un indicateur de température. Au contraire de ce dernier, β est indépendant du rougissement éventuellement subi par l'étoile car il est construit à l'aide de deux filtres centrés sur la même longueur d'onde, alors que l'indice $(b-y)$ est la soustraction des deux indices b et y, centrés sur des longueurs d'onde différentes. En étudiant la relation existant entre ces deux indices dans des étoiles proches non rougies, les auteurs [77] ont pu trouver une correction $E\,(b-y)$ à apporter aux différents indices de couleur des étoiles rougies lorsque celles-ci l'étaient significativement ($E\,(b-y) > 0.025$). Ainsi, on obtient les indices corrigés suivants :

$$\begin{aligned}(b-y)_0 &= (b-y) \; - \; E\,(b-y)\\ m_0 &= m_1 \; + \; 0.3\; E\,(b-y)\\ c_0 &= c_1 \; - \; 0.2\; E\,(b-y)\end{aligned} \qquad (2.8)$$

Il s'est avéré que seules quatre étoiles de l'échantillon présentaient un rougissement significatif : les étoiles 6, 10, 15 et 19 (voir tableau 2.4), qui présentent une correction $E\,(b-y)$ de 0.023, 0.015, 0.022 et 0.013, respectivement.

2.3.2 Modèles photométriques

Les estimations des paramètres atmosphériques, telles qu'elles ont été décrites précédemment, nous ont fourni des "paramètres de départ" nous permettant de construire des modèles d'atmosphère. Ceux-ci ont été construits de manière itérative à partir des modèles NEMO (*Vienna NEw MOdel Grid of Stellar Atmospheres - 2003* [36,56,99]). Ces derniers sont calculés pour différentes métallicités ([Fe/H] $= -2.0$, -1.5, -1.0, -0.5, -0.3, -0.2, -0.1, $+0.0$, $+0.1$, $+0.2$, $+0.3$, $+0.5$ et $+1.0$) et dans chacune de celles-ci pour différentes températures effectives ($T_{\rm eff}$ de 4600 à 6400 K par pas de 200 K) et différents $\log g$ (de 2.0 à 5.0 par pas de 0.2).

Pour chaque étoile, la première étape consiste en la réalisation d'une interpolation parabolique dans les grilles fournies, au moyen de *(i)* trois $T_{\rm eff}$ proches de la température effective estimée de l'étoile, *(ii)* trois $\log g$ entourant la gravité estimée de l'étoile, et *(iii)* trois [Fe/H] entourant la métallicité estimée. Au moyen de ce premier modèle et avec une vitesse de microturbulence arbitrairement choisie ($\xi_t = 1.5\,{\rm km\,s^{-1}}$), l'abondance de fer peut être calculée pour les différentes raies sélectionnées. En vue de satisfaire l'*équilibre d'ionisation*, c'est-à-dire faire en sorte que l'abondance moyenne du fer déduite des raies de fer neutre soit égale à celle déduite des raies de fer ionisé, le $\log g$ de départ est modifié. Un nouveau modèle est construit et les abondances de fer sont recalculées. L'abondance de fer ainsi obtenue nous conduit éventuellement à réajuster la métallicité de départ également. A côté de ces ajustements intervient un autre paramètre de l'atmosphère stellaire, la microturbulence ξ_t. Celle-ci agit aux grandes largeurs équivalentes des raies : la surestimer entraînera une sous-estimation des abondances obtenues par les raies fortes et vice-versa, comme le montrent les figures 2.11. Avec la bonne valeur de la microturbulence (figure du milieu), les abondances ne dépendent pas de la largeur équivalente de la raie étudiée. Cet effet nous a d'ailleurs permis de déterminer les valeurs de ξ_t dans nos étoiles (voir figure 2.12, gauche). En conséquence, la dispersion des abondances obtenues autour de la moyenne sera également minimale aux alentours de la bonne valeur de la microturbulence (voir figure 2.12, droite).

De cette manière, nous avons obtenu des modèles dits *photométriques* pour les 18 étoiles Outer Halo sur les 20 que notre échantillon comporte (deux d'entre elles n'ont effectivement pas de données photométriques disponibles) et, plus tard, pour les 21 étoiles de Jehin *et al.* (la dénomination "photométrique" se réfère au fait que la température effective est ici déduite d'indices de couleur, les autres paramètres étant déterminés à partir des raies du fer, donc spectroscopiquement). Les paramètres atmosphériques finaux sont reportés dans le tableau 2.5.

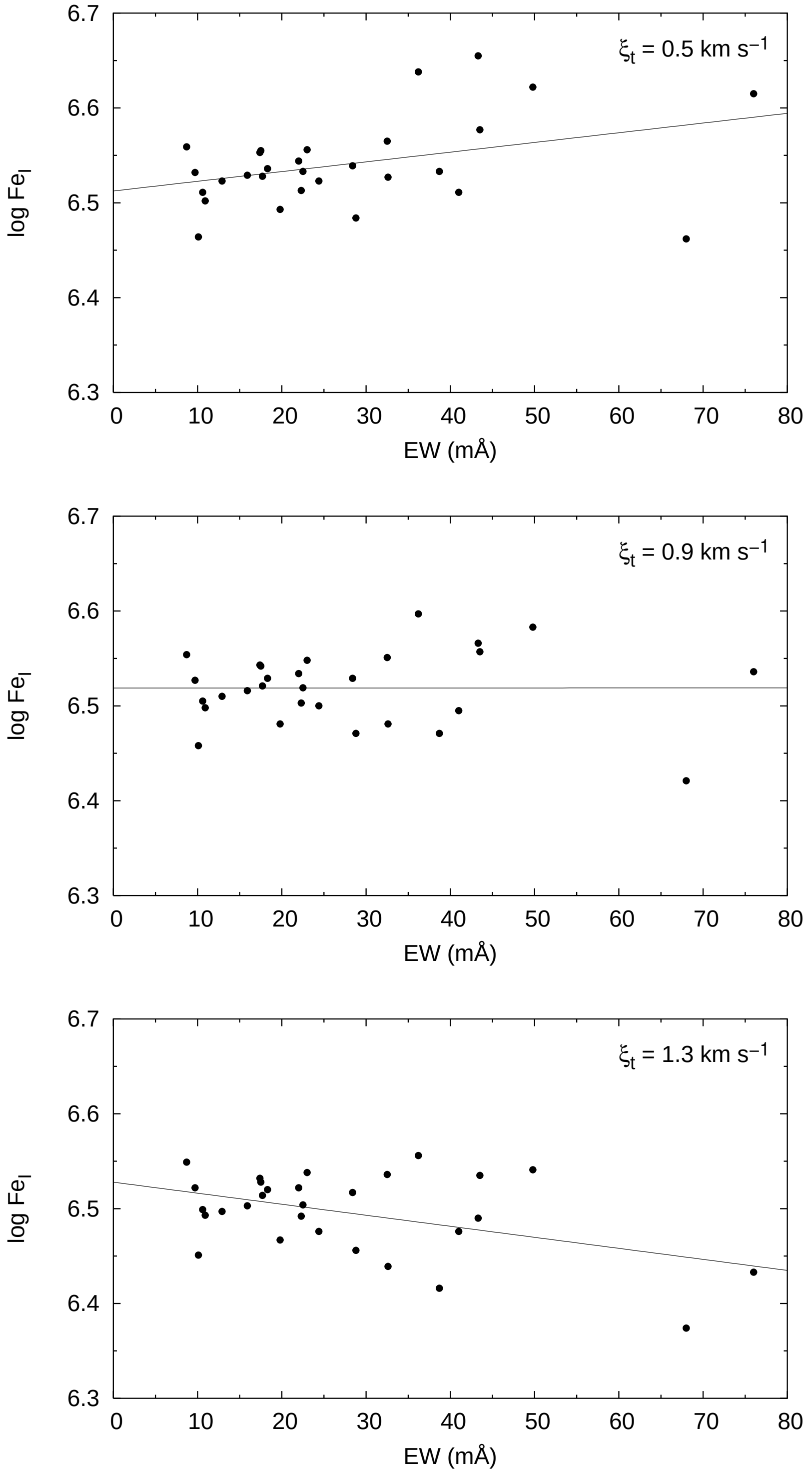


Fig. 2.11: Abondances du fer obtenues avec les raies neutres et le modèle atmosphérique final de l'étoile G 159-050 (échantillon Outer Halo) en fonction de la largeur équivalente des raies. Une vitesse de microturbulence ξ_t trop petite (haut) surestime l'abondance à grande EW alors qu'une valeur trop grande la sous-estime (bas). Pour la bonne valeur de la microturbulence (milieu), les abondances ne dépendent pas de la largeur équivalente de la raie de fer étudiée.

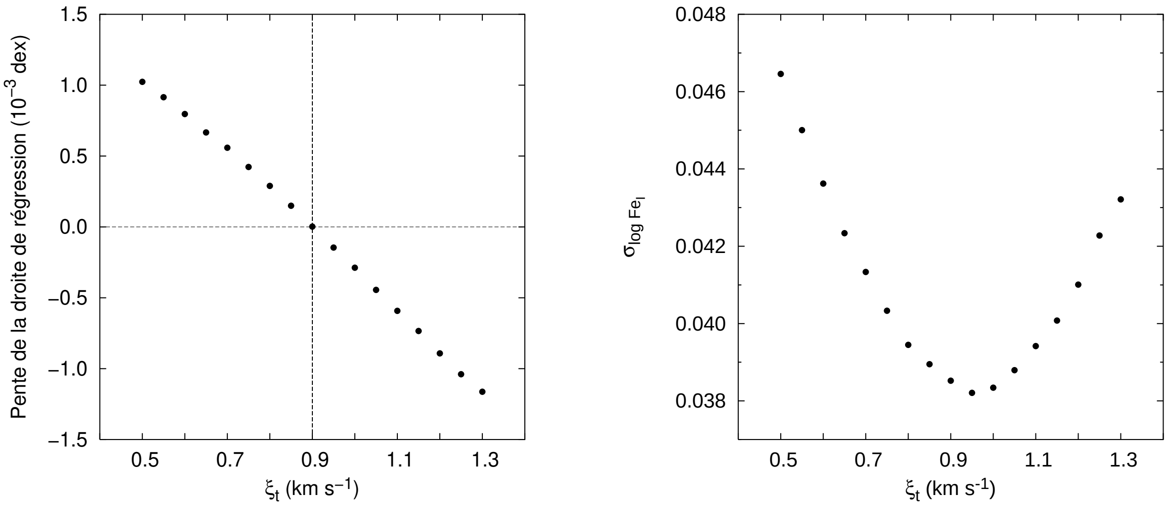


FIG. 2.12: (Gauche) Valeur de la pente de la droite de régression dans les abondances de fer obtenues par les 29 raies de fer neutre dans l'étoile G 159-050 (échantillon Outer Halo) en fonction de la microturbulence ξ_t introduite dans le modèle d'atmosphère. L'annulation est atteinte pour $\xi_t = 0.9$ km s^{-1}. (Droite) Dispersion autour de la moyenne des abondances de fer obtenues dans les mêmes conditions, en fonction de ξ_t. Le minimum est atteint pour $\xi_t = 0.95$ km s^{-1}.

Etoiles Outer Halo					Etoiles de Jehin *et al.*				
ID	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log g$	[Fe/H]	ξ_t(km s^{-1})	ID	$T_{\rm eff}$ (K)	$\log g$	[Fe/H]	ξ_t(km s^{-1})
1	5909	4.34	−0.88	1.50	1	5803	4.20	−1.00	1.55
2	5639	4.46	−0.98	0.90	2	5761	4.09	−1.00	1.50
3	5134	4.50	−0.77	0.75	3	5905	3.94	−0.73	1.65
4	5310	4.46	−0.79	1.10	4	6091	4.00	−0.75	1.80
5	5741	4.46	−1.66	1.70	5	5762	4.17	−0.90	1.40
6	6177	4.40	−1.34	2.00	6	5804	4.28	−1.00	1.40
8	5949	4.48	−0.90	1.35	7	5851	4.08	−1.00	1.40
9	6081	4.31	−1.32	1.15	8	5701	4.20	−0.80	1.10
10	5317	4.55	−0.87	0.70	9	5744	4.14	−0.72	1.20
11	5817	4.35	−0.51	1.25	10	5992	4.04	−1.35	3.00
12	5645	4.71	−0.92	0.80	11	5902	4.17	−0.85	1.50
15	5525	4.56	−1.22	0.80	12	5761	4.10	−0.90	1.50
16	5926	4.36	−0.53	1.40	13	5803	3.95	−0.90	1.60
17	5773	4.43	−1.24	1.40	14	6179	4.06	−0.80	1.90
18	5187	4.50	−0.65	0.70	15	5663	3.85	−1.20	1.70
19	5398	3.95	−1.28	0.85	16	5695	4.37	−1.24	1.50
20	6040	4.20	−1.41	1.35	17	5936	4.17	−1.20	2.10
21	6007	4.76	−1.23	2.00	18	5937	4.07	−1.20	2.10
					19	5773	4.18	−1.20	1.70
					20	6095	4.28	−0.80	1.75
					21	5877	4.10	−0.90	1.70

TAB. 2.5: Paramètres atmosphériques de 18 étoiles Outer Halo et des 21 étoiles de Jehin *et al.* Les colonnes reprennent l'identifiant ID de l'étoile, la température effective $T_{\rm eff}$, le $\log g$, la métallicité [Fe/H] et la vitesse de microturbulence ξ_t.

2.3.3 Modèles spectroscopiques

Dans l'hypothèse d'un équilibre thermodynamique local (ETL), l'état d'excitation des électrons des différents atomes est régi par un *équilibre d'excitation* dépendant de la température dans les couches externes de l'étoile, décrit par l'équation de Boltzman :

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{u}\ e^{-\chi_i/kT}, \tag{2.9}$$

où N_i est le nombre d'atomes possédant un électron excité dans le niveau d'énergie i, N le nombre total d'atomes de l'espèce en question dans l'état d'ionisation considéré, g_i la dégénérescence du niveau i, χ_i le potentiel d'excitation du niveau i et u la fonction de partition, définie comme :

$$u = \sum_i g_i\ e^{-\chi_i/kT}. \tag{2.10}$$

En examinant les résultats obtenus pour le fer neutre grâce aux modèles photométriques en fonction du potentiel d'excitation χ des raies, on peut vérifier si la température effective de l'étoile ayant servi à l'élaboration du modèle est correcte. En effet, si c'est le cas, les abondances obtenues ne doivent pas dépendre de χ. La figure 2.13 montre qu'une température trop élevée fait apparaître une pente négative dans le diagramme d'excitation. A l'inverse, une température trop basse fait apparaître une pente positive.

Pour 15 étoiles sur les 18 Outer Halo pour lesquelles nous avons pu construire un modèle d'atmosphère photométrique, l'équilibre d'excitation n'est pas respecté. La pente trouvée dans le diagramme d'excitation est significative et nous a permis de déduire une température effective de l'étoile de manière spectroscopique. Des modèles dits *spectroscopiques* ont ensuite été construits de manière analogue aux modèles photométriques. Pour les deux étoiles sans modèle photométrique, seul un modèle spectroscopique a pu être construit, en partant d'une température effective prise au hasard (mais typique de l'échantillon) et en la rectifiant grâce à l'équilibre d'excitation.

Rien ne nous a permis, dans la suite des analyses, de déterminer lequel des deux types de modèles est le mieux adapté aux étoiles étudiées, car ils donnent des résultats très similaires (dispersions des abondances, etc). Cependant, comme nous désirons comparer lss résultats obtenus dans les étoiles Outer Halo avec les étoiles de Jehin *et al.* pour lesquelles seuls des modèles photométriques ont été construits, nous avons décidé de ne garder que les modèles photométriques pour l'étude comparative des deux échantillons.

2.4 Analyse différentielle

Afin de miminiser l'effet d'éventuelles erreurs dans les $\log gf$ déterminés d'après le spectre solaire, nous avons réalisé une analyse différentielle dans les abondances obtenues. Le bénéfice d'une telle analyse se marque très nettement lorsque l'échantillon d'étoiles analysées est homogène, c'est-à-dire lorsque les domaines de métallicité, de température effective et de gravité sont restreints. Dans l'étude de Jehin *et al.* [42], les étoiles réalisaient parfaitement cette condition.

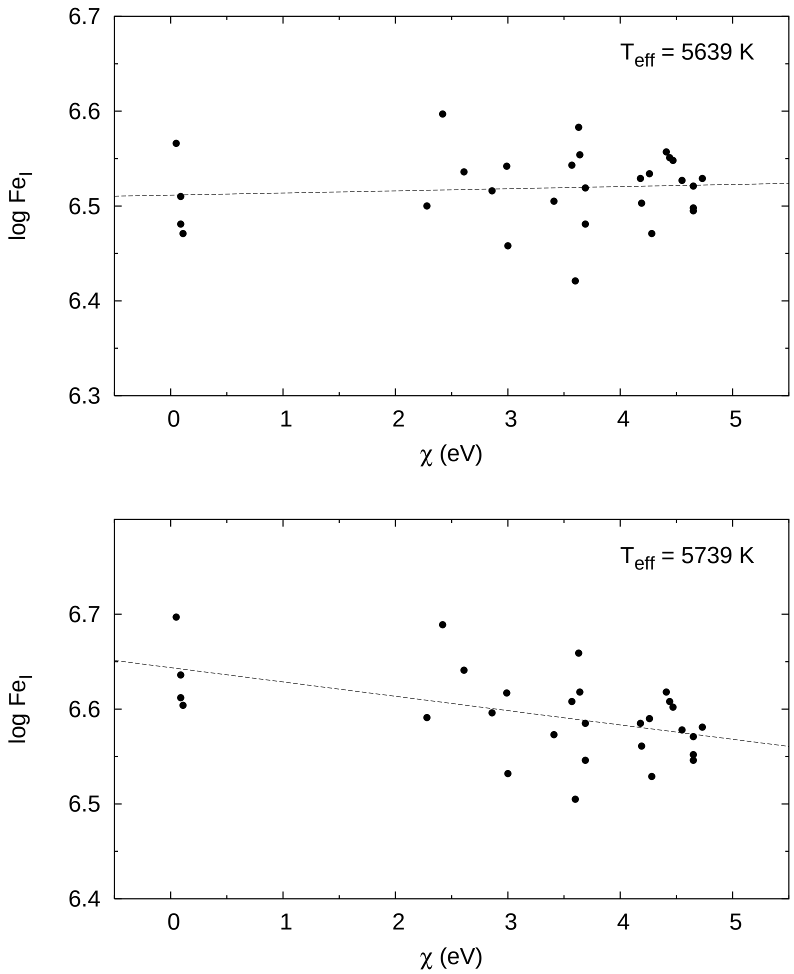


FIG. 2.13: Diagrammes d'excitation obtenus avec les raies de fer neutre dans l'étoile G 159-050 (échantillon Outer Halo) et avec la température effective calculée d'après la photométrie (haut), ainsi qu'avec une température augmentée de 100 K (bas). Dans le second cas, l'équilibre d'excitation n'est pas respecté.

Dans l'échantillon d'étoiles Outer Halo, elle n'est pas aussi bien satisfaite, les paramètres atmosphériques différant plus nettement d'une étoile à l'autre (voir tableau 2.5). Les conditions de formation des raies ne sont donc pas tout à fait comparables. Cependant, nous avons pu constater une diminution des dispersions "raie à raie" après analyse différentielle, ce qui a conforté notre choix dans cette direction. Les dispersions raie à raie, selon les éléments, diminuent de 20 à 50% dans l'échantillon d'étoiles Outer Halo, alors que dans celui de Jehin *et al.*, elles peuvent diminuer de 80% (pour arriver à des dispersions légèrement inférieures à celles obtenues dans l'échantillon d'étoiles Outer Halo).

Notre analyse différentielle consiste à comparer les abondances déduites de toutes les raies d'un élément dans toutes les étoiles de l'échantillon par rapport à la moyenne des abondances déduite de toutes les raies dans chaque étoile. Ainsi, si l'abondance d'un élément déduite d'une raie est systématiquement plus grande (ou plus petite) que la moyenne des abondances déduites de toutes les raies, nous pouvons supposer que le $\log gf$ de la raie en question est erroné. Il faut alors corriger le $\log gf$ de départ de la moyenne des différences trouvées, dans chaque étoile, entre l'abondance déduite de cette raie et l'abondance moyenne de l'étoile.

En pratique, nous avons les abondances A_i, B_i, C_i, ... d'un élément donné, pour les étoiles A, B, $C, \ldots$ L'indice i réfère aux différentes raies utilisées pour déterminer l'abondance de l'élément en question (i allant de 1 à N, où N est le nombre de raies analysées pour l'élément). Les abondances moyennes dans chaque étoile sont $\langle A\rangle$, $\langle B\rangle$, $\langle C\rangle, \ldots$ Pour chaque raie analysée, une moyenne M_i est calculée sur toutes les étoiles. On a donc :

$$\begin{array}{ccccc} A_1 & B_1 & C_1 & \rightarrow & M_1 \\ A_2 & B_2 & C_2 & \rightarrow & M_2 \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ A_N & B_N & C_N & \rightarrow & M_N \\ \downarrow & \downarrow & \downarrow & & \\ \langle A\rangle & \langle B\rangle & \langle C\rangle & & \end{array} \tag{2.11}$$

Les différences δ_{ij} entre les moyennes M_i et les abondances moyennes dans chaque étoile $\langle J\rangle$ (avec $J = A, B, C, \ldots$) sont définies de la façon suivante :

$$\delta_{ij} = M_i - \langle J\rangle. \tag{2.12}$$

Finalement, les abondances après analyse différentielle $\tilde{J}_i$ sont calculées de la façon suivante :

$$\tilde{J}_i = J_i - \delta_{ij}. \tag{2.13}$$

Dans les étoiles où toutes les raies sélectionnées pour un élément ont pu être analysées, la moyenne des abondances ne change pas après analyse différentielle. La seule variable qui subisse un changement avec l'analyse différentielle (outre les $\log gf$ des raies utilisées) est la dispersion raie à raie. Celle-ci diminue en rendant mieux compte de la vraie dispersion raie à raie, sans y inclure (ou presque) de dispersion additionnelle venant de $\log gf$ erronés.

Dans les étoiles où une ou plusieurs raies sélectionnées n'ont pu être analysées (car trop faibles, par exemple), la moyenne pourra par contre changer quelque peu. En effet, dans le cas le plus simple, imaginons que nous analysions un élément qui présente deux raies mesurables. L'analyse différentielle montre que la première raie donne systématiquement des abondances plus hautes que la deuxième. Cette analyse rétablit l'équilibre entre les $\log gf$ des deux raies pour que les abondances déduites de l'une ou l'autre raie soient égales en moyenne. Supposons que, dans une des étoiles, seule la première raie est mesurable. L'abondance finale de l'élément en question dans cette étoile, qui se résume donc à l'abondance déduite de la première raie, serait forcément surestimée dans l'analyse classique, alors que l'analyse différentielle rectifie cette erreur systématique.

Chapitre 3

Etoiles du Disque Epais

Dans ce chapitre, nous exposons les nouveaux résultats d'abondances obtenus dans les 21 étoiles de métallicité intermédiaire étudiées par Jehin *et al.* [42]. Les abondances d'éléments légers tels que le carbone, l'oxygène, le sodium et l'aluminium ont été ajoutées et des précisions dans les abondances d'éléments-α ont été apportées. L'interprétation de ces résultats a conduit à une modification importante du scénario né de l'étude précitée et a fait l'objet d'un article [23].

Dans le but de déduire les abondances des éléments étudiés à partir des raies analysées au Chapitre 2, les modèles d'atmosphère de Jehin *et al.* ont d'abord été utilisés. Les barres d'erreurs des rapports d'abondances ont été déduites des incertitudes internes sur les paramètres atmosphériques. Les incertitudes sur la température effective et la vitesse de microturbulence ont été directement reprises de l'étude initiale, tandis que les incertitudes sur la gravité de surface et la métallicité ont été redéterminées d'après l'équilibre d'ionisation pour le fer, le titane et le chrome. Les incertitudes causées par les paramètres atmosphériques dans les différents rapports d'abondances sont reprises dans le tableau 3.1. Elles sont aussi faibles que dans l'étude initiale, sauf pour les abondances d'oxygène déduite du triplet infrarouge et pour les abondances de carbone.

Rapport d'abondances	$\Delta T_{\rm eff}$ $+20\,$K	$\Delta \log g$ $+0.11$	Δ [Fe/H] $+0.02$	$\Delta\xi$ $+0.1\,\mathrm{km\,s^{-1}}$	Somme *rms*
[C/Fe]	+0.014	−0.031	+0.008	+0.008	0.036
$[\mathrm{O/Fe}]_{\rm f}$	+0.007	−0.008	+0.004	+0.008	0.014
$[\mathrm{O/Fe}]_{\rm t}$	−0.020	−0.016	+0.000	−0.004	0.026
[Na/Fe]	−0.005	−0.006	+0.001	+0.008	0.011
[Al/Fe]	−0.008	−0.008	+0.000	+0.008	0.014
[Ca/Fe]	−0.004	−0.007	+0.001	+0.003	0.009
[Si/Fe]	−0.009	−0.001	+0.001	+0.008	0.012

TAB. 3.1: Influence des erreurs dans les paramètres atmosphériques sur les abondances de l'étoile HD 76 932. Les indices f et t à côté des rapports [O/Fe] réfèrent aux abondances d'oxygène obtenues via la raie interdite (*forbidden line*) et le triplet, respectivement.

3.1 Scénario EASE

Avant de présenter les résultats de l'étude complémentaire des 21 étoiles de métallicité intermédiaire entre le disque et le halo galactique, rappelons le scénario qui est né de l'étude initiale [42]. Ce rappel permettra de mieux visualiser le cadre dans lequel ces recherches complémentaires ont été menées.

Le résultat le plus surprenant de l'étude initiale est le comportement des éléments-s en fonction de celui des éléments-α ou des éléments-r. Les étoiles étudiées se séparent en deux sous-populations distinctes : *(i)* une population baptisée IIa, pour laquelle on observe une surabondance variable des éléments-α (ou -r) et des abondances en éléments-s constantes ou légèrement croissantes avec celles des éléments-α, et *(ii)* une population IIb, pour laquelle on observe une valeur maximale de la surabondance en éléments-α (ou en éléments-r) et une large étendue d'abondances en éléments-s (voir figure 3.1, baptisée *diagramme à deux branches*).

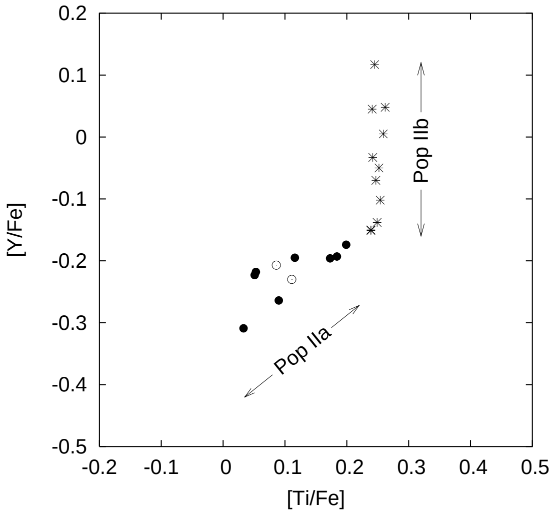


FIG. 3.1: Diagramme à deux branches. Les disques pleins et les astérisques représentent les étoiles de population IIa et IIb, respectivement. Les disques vides représentent des étoiles "particulières" de la population IIa (voir section 3.2.3).

C'est notamment afin d'expliquer cette répartition en deux branches des étoiles du halo étudiées que fut conçu le **scénario EASE**. Le postulat de base de ce scénario est que toutes les étoiles pauvres en métaux sont nées dans des nuages proto-globulaires (ci-après, PGCCs, pour *Proto-Globular Cluster Clouds*) constitués de gaz primordial, durant une des premières phases de l'évolution galactique.

Selon ce scénario, la proto-Galaxie, qui est composée de gaz primordial, se fragmente en un certain nombre de nuages, les PGCCs, de différentes masses. Au centre de ces nuages primordiaux, une première génération d'étoiles de métallicité nulle se forme. En raison de l'absence de métaux, ces étoiles de première génération se forment avec une fonction de masse initiale (ci-après, IMF, pour *Initial Mass Function*) probablement biaisée vers des étoiles massives (voir [47, 55], par exemple). Ces étoiles évoluent rapidement (en quelques millions d'années seulement) et finissent leur vie en explosant en supernovæ de type II (ci-après, SNeII).

Ces explosions de SNeII induisent une onde de choc dans le PGCC, permettant l'apparition d'une "supercoquille" en expansion. Cette coquille de gaz dense peut rencontrer des conditions favorables à un effondrement transversal et, ainsi, à la formation stimulée d'une seconde génération d'étoiles [68]. Cette formation stimulée est plus efficace que la formation de la première génération d'étoiles et une fraction nettement plus grande du gaz du PGCC est maintenant transformée en étoiles. Ces étoiles de seconde génération se forment également avec une métallicité plus élevée, grâce au mélange de la matière enrichie rejetée par les SNeII avec le gaz primordial et, donc, selon une IMF plus classique (IMF de Salpeter [75]). La métallicité atteinte à la fin du processus d'auto-enrichissement dépend de la masse du PGCC (c'est-à-dire de la masse de gaz primordial susceptible d'être enrichi chimiquement) aussi bien que de la quantité de métaux éjectés par les étoiles massives de première génération dans le milieu interstellaire.

A ce stade, la coquille d'étoiles nouvellement formée peut soit se recondenser sous sa propre gravité (et ainsi former un amas d'étoiles), soit être disloqué si son énergie gravitationnelle est plus petite que l'énergie cinétique de la supercoquille [18]. Dans ce dernier cas, la seconde génération d'étoiles est éparpillée dans le halo galactique et devient ce que nous avons appelé des étoiles de population IIa.

Si le proto-amas globulaire est suffisamment lié, un amas globulaire (ci-après, GC, pour *Globular Cluster*) se forme, en étant principalement constitué d'étoiles de seconde génération, avec peut-être une faible fraction d'étoiles de première génération [65]. Le gaz interstellaire restant est beaucoup moins dense que dans le PGCC et est donc incapable de retenir la matière explusée à grande vitesse par d'éventuelles SNeII de seconde génération (comme par des SNe de type I des deux générations). Ainsi, les supernovæ ne contribuent plus à l'évolution chimique de l'amas globulaire.

De la matière enrichie est toutefois encore expulsée, à moindre vitesse, par des étoiles de masse intermédiaire situées sur la branche asymptotique des géantes (ci-après, AGB, pour *Asymptotic Giant Branch*). Pourvu que le potentiel gravifique de l'amas globulaire soit assez grand, cette matière restera liée à l'amas et formera un réservoir de gaz dans les régions centrales de celui-ci. Les étoiles de l'amas pourront accréter une partie de ce gaz en traversant le réservoir [88]. Elles présenteront ainsi une composition de surface qui aura été modifiée par de la matière enrichie dans les AGB et, en particulier, des surabondances d'éléments-s. Si certaines de ces étoiles s'échappent de l'amas (soit par évaporation soit par éclatement total de l'amas) et deviennent des étoiles du champ, elles constituent des étoiles de population IIb. Leur situation le long de la seconde branche du diagramme ($[\alpha/\mathrm{Fe}], [\mathrm{Y}/\mathrm{Fe}]$) – voir figure 3.1 – est reliée à l'efficacité du processus d'accrétion qui a pris place précédemment dans l'amas globulaire où les étoiles sont nées. En d'autres termes, plus l'accrétion a été efficace, plus grand est le rapport [Y/Fe] de l'étoile qui accrète.

Le scénario EASE (abbréviation de *Evaporation/Accretion/Self-Enrichement*), qui a été proposé pour interpréter les corrélations d'abondances observées [42], a par ailleurs permis d'expliquer les métallicités observées actuellement dans les amas globulaires du Halo galactique [65] aussi bien que la relation distance-métallicité pour le sous-groupe d'amas globulaires appartenant au Halo Vieux [66], ainsi que la relation masse-métallicité trouvée dans le même sous-groupe [67].

3.2 Abondances en éléments légers

Afin de tenter de mieux comprendre la nucléosynthèse dans les étoiles qui ont donné naissance aux étoiles actuelles du disque épais ou du halo, les abondances de quelques éléments légers ont été mesurées dans les 21 étoiles de métallicité intermédiaire de Jehin *et al.* En effet, le carbone et l'oxygène interviennent à de nombreux niveaux de la nucléosynthèse stellaire. Au cours de la phase la plus longue de l'évolution d'une étoile, à savoir la combustion centrale de l'hydrogène, ces éléments participent en tant que catalyseurs au cycle CNO. Dans les étoiles AGB, ce cycle est à nouveau mis en œuvre lors des pulses thermiques et du troisième *dredge up* [61, 62]. Dans les étoiles massives, le carbone est le produit de la combustion de l'hélium, alors que l'oxygène est produit après la fusion du carbone.

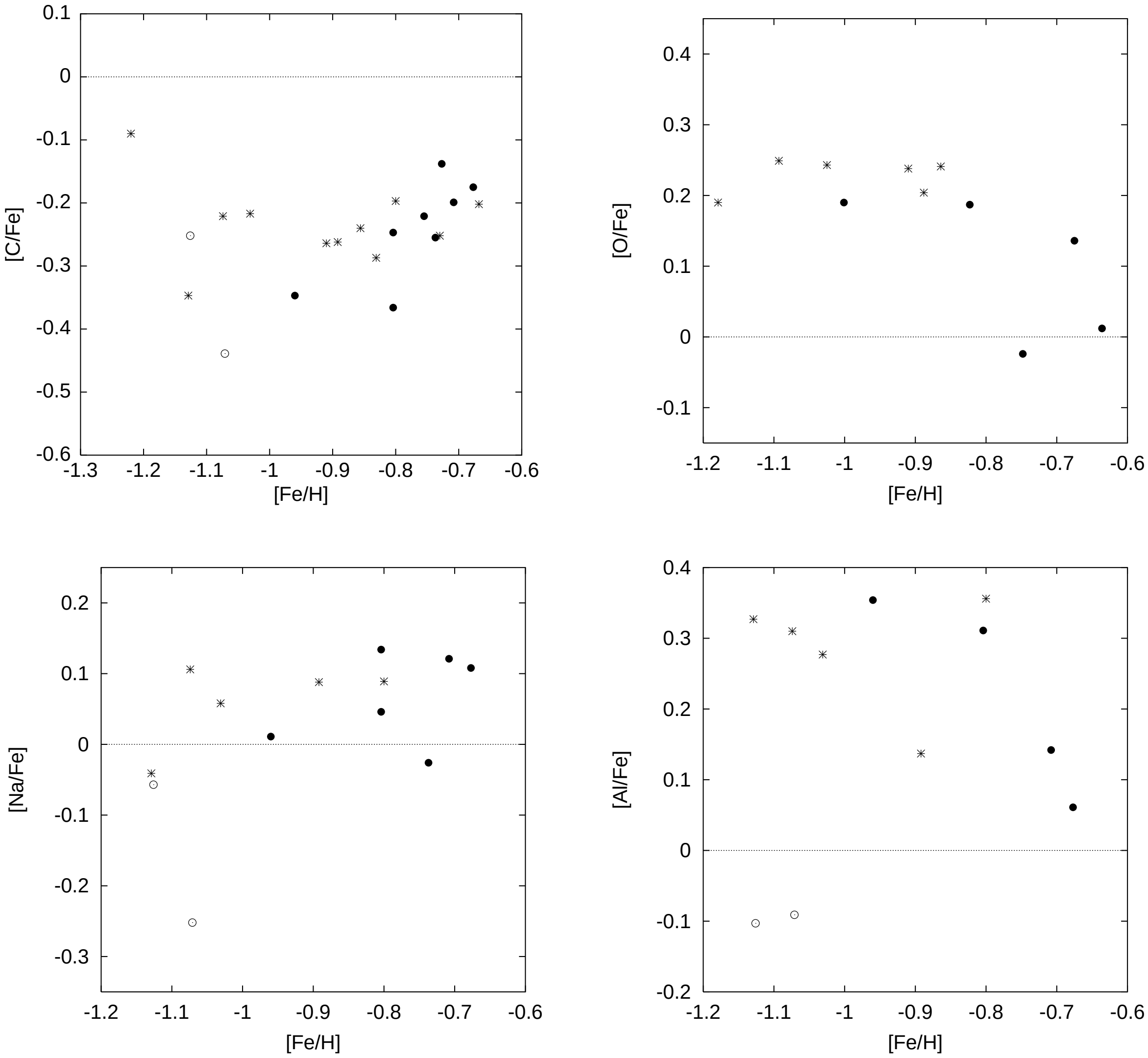


FIG. 3.2: Abondances relatives au fer de C, O, Na et Al en fonction de la métallicité. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 3.1. Les traits discontinus représentent les abondances solaires.

Le sodium et l'aluminium interviennent dans les chaînes Ne→Na et Mg→Al accompagnant parfois le cycle CNO sous certaines conditions, de température notamment. Les éléments-α, quant à eux (O, Mg, Si, Ca, Ti), sont les "briques" de l'édifice nucléosynthétique stellaire, puisqu'ils sont formés les premiers par fusion. Ils sont dits *éléments primaires*.

Les abondances de carbone, oxygène, sodium et aluminium relativement au fer sont présentées dans la figure 3.2. Les rapports [C/Fe] sont subsolaires pour toutes les étoiles de l'échantillon et sont légèrement croissants avec la métallicité. L'étoile la plus pauvre en métaux de l'échantillon, HD 97 320, semble s'éloigner de cette tendance en étant aussi la moins appauvrie en carbone.

Conformément aux résultats habituellement trouvés dans les étoiles pauvres en métaux (voir [20, 60], par exemple), nous trouvons que l'oxygène est surabondant par rapport au fer, au moins en-dessous d'une certaine métallicité ([Fe/H] ~ -0.8 dex), et décroît vers la valeur solaire à plus haute métallicité.

Les rapports [Na/Fe] sont proches de la valeur solaire, tandis que l'aluminium est légèrement surabondant dans la plupart des étoiles analysées.

3.2.1 Le problème de l'oxygène

L'oxygène pose souvent des problèmes dans une analyse spectroscopique stellaire. En effet, peu de raies sont disponibles dans le visible. On trouve la raie interdite à 6300 Å qui est souvent très faible, voire totalement non mesurable si le rapport signal-sur-bruit n'est pas extrêmement élevé. On trouve également le triplet infrarouge situé vers 7770 Å qui, lui, est bien connu pour se former dans des couches profondes sensibles à la température (haute excitation) et pour être affecté par des écarts à l'équilibre thermodynamique local. Disposant des deux indices, nous n'avons finalement retenu pour la suite de l'analyse que les résultats provenant de la raie interdite seule. Une des raisons guidant ce choix est la comparaison des abondances d'oxygène avec celles

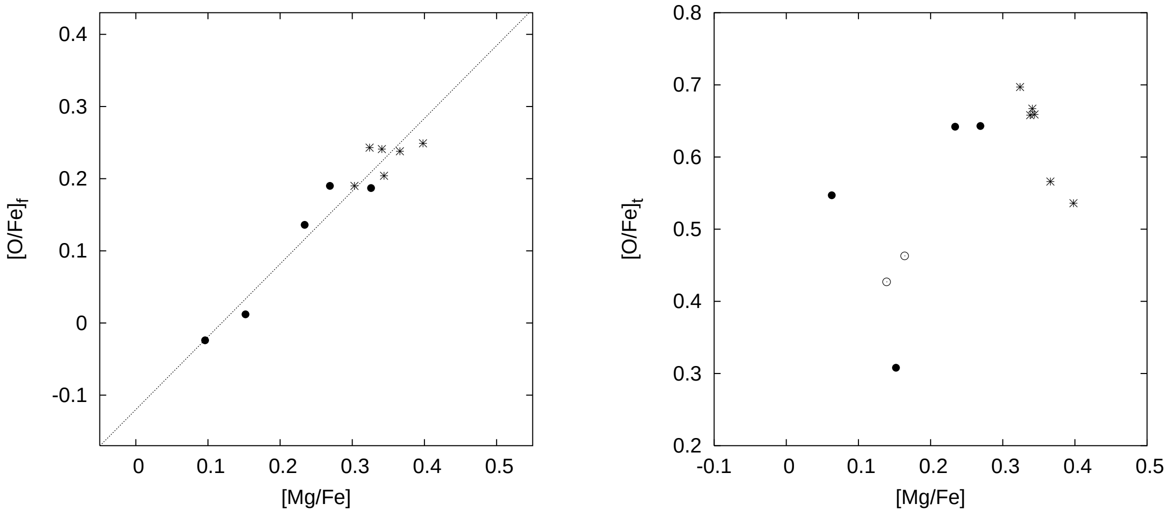


FIG. 3.3: Diagrammes de corrélation de [O/Fe] en fonction de [Mg/Fe] dans les étoiles pour lesquelles les abondances ont été déduites de la raie interdite (gauche) et du triplet (droite). Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 3.1. La ligne en pointillés représente la droite d'ajustement parmi les abondances des deux éléments-α étudiés.

d'un autre élément-α très proche de lui dans le tableau périodique, le magnésium. L'un et l'autre éléments sont supposés se former via les mêmes processus nucléosynthétiques dans les étoiles massives. Leurs abondances devraient donc varier de concert. La figure 3.3 montre clairement que la corrélation entre les deux éléments-α est bien meilleure dans le cas où les abondances d'oxygène sont déduites de la raie interdite, ce qui laisse supposer que celle-ci est un indicateur plus fiable de l'abondance d'oxygène.

3.2.2 Abondances dans la matière accrétée

Selon le scénario EASE, les abondances dans les atmosphères des étoiles de la population IIa sont représentatives de la nucléosynthèse dans les SNeII uniquement, alors que celles de la population IIb ont aussi été polluées par de la matière éjectée par des AGB. Ces deux sous-populations sont bien séparées par l'examen de l'abondance relative en yttrium. Les rapports [C/Fe], [O/Fe] et [Na/Fe] sont repris en fonction de [Y/Fe] dans la figure 3.4.

Tandis que le rapport [Y/Fe] est un indicateur de la quantité de matière accrétée dans les étoiles de population IIb, il n'est pas particulièrement révélateur dans la population IIa. Nous n'examinerons donc que le comportement de la population IIb dans la figure 3.4 (les astérisques).

Comme pour les autres éléments-α (voir [43]), [O/Fe] est constant dans la population IIb. Cette constance suggère que l'abondance d'oxygène n'est pas modifiée significativement par les processus nucléosynthétiques ayant pris place dans les AGB supposées avoir pollué les étoiles de population IIb.

Considérant maintenant les rapports d'abondances [C/Fe] et [Na/Fe], nous voyons une anti-corrélation avec [Y/Fe]. En effet, les droites d'ajustement à travers les étoiles de population IIb ont des pentes d'environ -0.5, et les corrélations sont significatives avec un degré de confiance de 99%. Ainsi, lorsque [Y/Fe] augmente, c'est-à-dire, selon le scénario EASE, lorsque la quantité de matière accrétée augmente, [C/Fe] et [Na/Fe] diminuent. Nous sommes donc amenés à postuler que la matière éjectée par les AGB qui ont jadis peuplé les amas globulaires était enrichie en éléments-s alors que le carbone et le sodium y étaient appauvris par un processus nucléosynthétique à déterminer.

Les AGB produisent leur énergie en brûlant alternativement l'hydrogène (cycle CNO) et l'hélium (réaction "triple α") en couches durant les pulses thermiques. Les produits de la combustion de l'hélium (ci-après HeBS, pour *He burning shell*) sont amenés en surface par le troisième *dredge-up* [61, 62], menant à une augmentation de la quantité de carbone en surface. En même temps, des éléments-s sont produits et sont également amenés en surface. D'autre part, quand l'hydrogène est brûlé par le cycle CNO (dans l'HBS, pour *hydrogen burning shell*), de l'azote est produit aux dépens du carbone. Si le processus encore hypothétique appelé "*hot bottom burning*" (ci-après, HBB) a lieu à ce moment, l'enveloppe convective externe plonge assez profondément à l'intérieur de l'étoile, jusqu'à arriver en contact avec la HBS. Les produits de la HBS sont ainsi amenés en surface comme ceux de la HeBS. De cette manière, alors que les abondances de surface en éléments-s sont augmentées durant cette période, l'abondance de carbone est sujette à deux processus antogonistes : *(i)* le troisième *dredge-up* qui l'augmente et *(ii)* le HBB qui la diminue. Le HBB pourrait se produire dans les AGB de masse supérieure à $5M_{\odot}$ [49]. De plus, cela pourrait être également le cas dans les AGB moins massives de métallicité nulle [82]. Puisque nous observons une anticorrélation entre les rapports [C/Fe] et [Y/Fe] dans les étoiles de population IIb (voir figure 3.4), nous suggérons que le *hot bottom burning* a réellement pris place dans la plupart des AGB des amas globulaires ancestraux.

Il est plus difficile d'expliquer l'anticorrélation entre [Na/Fe] et [Y/Fe] en termes de HBB. En effet, à côté du cycle CNO dans la HBS des AGB, la chaîne Ne→Na (comme la chaîne Mg→Al) peut être active, menant à une augmentation de l'abondance de sodium en même temps que la déplétion de carbone. Cependant, nous voyons une *anti*corrélation Na-Y dans la population IIb comme une anticorrélation C-Y. De plus, l'aluminium ne montre aucune tendance particulière avec l'yttrium. Ainsi, il semble que les produits des chaînes de réaction accompagnant le cycle CNO n'ont pas été amenés à la surface des AGB en question.

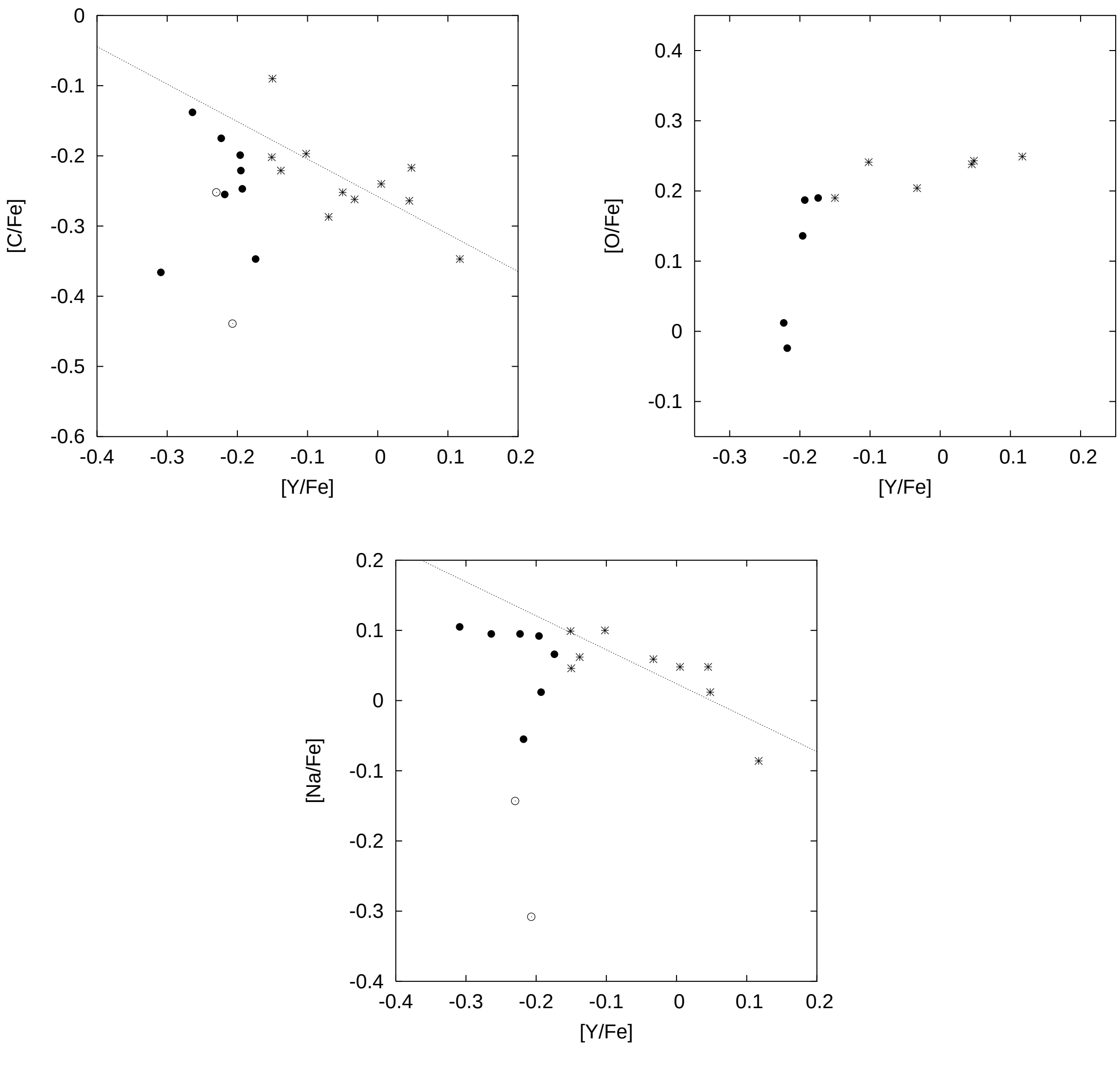


FIG. 3.4: Diagrammes de corrélation pour [C/Fe], [O/Fe] et [Na/Fe] en fonction de [Y/Fe]. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 3.1. La droite d'ajustement au travers de la popultion IIb est également illustrée dans le cas du carbone et du sodium.

3.2.3 Etoiles particulières

Comme l'avaient déjà mentionné Jehin *et al.* [42], deux étoiles se démarquent assez nettement du reste de l'échantillon : HD 193 901 et HD 194 598. Ces deux étoiles "particulières" présentent des surabondances en éléments-r alors que les éléments-α et le nickel sont sous-abondants, comparés à ces mêmes éléments dans les 19 autres étoiles de l'échantillon. L'étude réalisée ici complète ce tableau de particularités, avec des abondances de sodium et d'aluminium nettement plus basses que les abondances moyennes du reste de l'échantillon. Nous pouvons en conclure que, comparées aux étoiles de métallicité similaire, les particularités de composition chimique de ces deux étoiles sont les suivantes : alors que le chrome se comporte comme le fer, les éléments-r apparaissent surabondants et Na, Al, V, Ni et les éléments-α sont sous-abondants. Dans une telle situation, où la plupart des éléments analysés sont sous-abondants par rapport au fer, il pourrait apparaître plus approprié de décrire ces particularités de composition chimique comme une surabondance légère du fer et du chrome combinée avec une surabondance plus grande des éléments-r.

Cinématiquement, il apparaît que ces deux étoiles se démarquent aussi du reste de l'échantillon. Alors que les 19 autres étoiles ont des orbites de petite excentricité (Exc < 0.6), indiquant leur appartenance au disque épais ou au halo interne, les deux étoiles particulières montrent des excentricités élevées (Exc > 0.8), les reliant plutôt au halo externe. C'est cette particularité, combinée aux abondances inhabituelles pour des étoiles du champ, qui nous a poussés à étudier une vingtaine d'étoiles plus extrêmes du halo de la Galaxie. L'étude spectroscopique de ces étoiles est présentée au Chapitre 4, alors que l'étude cinématique approfondie est, elle, présentée dans le Chapitre 5.

3.2.4 Eléments-α

L'étude initiale [42] de ces 21 étoiles moyennement pauvres en métaux jointe à la nôtre, les abondances précises de cinq éléments-α – O, Mg, Si, Ca et Ti – sont à notre disposition. Les abondances des quatre premiers relativement au fer en fonction de [Ti/Fe] sont reportées dans la figure 3.5. Des corrélations remarquables y sont mises en évidence. Les pentes des droites d'ajustement dans ces diagrammes diffèrent toutefois significativement de l'unité. Nous avons déterminé la valeur de ces pentes à l'aide d'un ajustement par moindres carrés, en tenant compte des erreurs sur les deux coordonnées et en excluant les deux étoiles particulières. Les résultats sont repris dans le tableau 3.2.

Rapports d'abondances	Pente
[O/Fe] vs. [Ti/Fe]	1.21 ± 0.14
[Mg/Fe] vs. [Ti/Fe]	1.21 ± 0.10
[Si/Fe] vs. [Ti/Fe]	0.76 ± 0.06
[Ca/Fe] vs. [Ti/Fe]	0.81 ± 0.05

TAB. 3.2: Pentes des droites de régression entre les différents éléments-α

La figure 3.5 et le tableau 3.2 montrent que les deux éléments-α les plus légers considérés ici, O et Mg, ont le même comportement avec une pente supérieure à l'unité quand ils sont comparés au Ti. Ils présentent donc une gamme de variation plus large que celle de Ti. A l'opposé, les deux éléments-α plus lourds, Si et Ca, se comportent également de façon semblable et présentent une pente inférieure à l'unité. Ils présentent donc moins de variations que Ti (et, évidemment, que O et Mg).

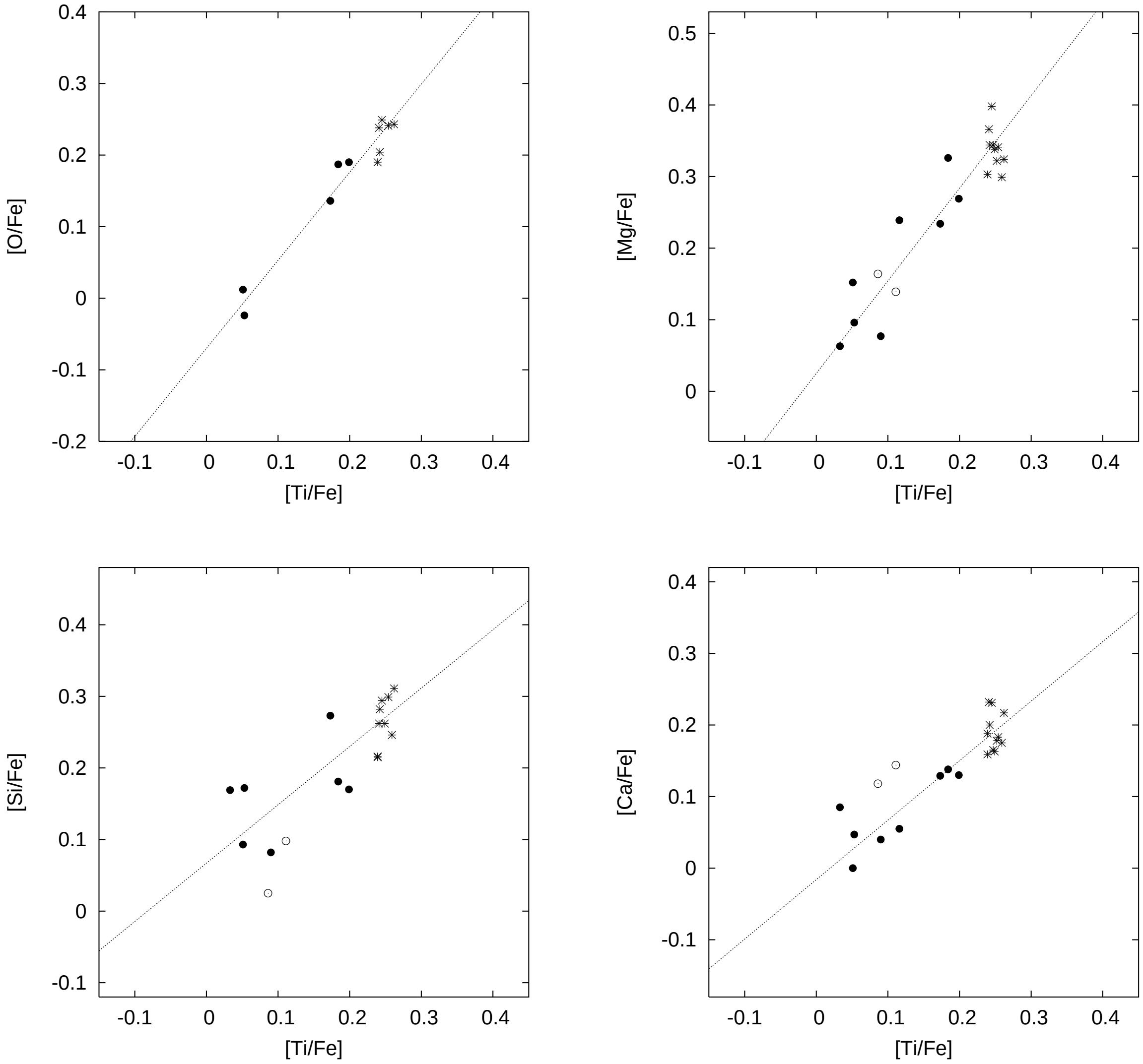


FIG. 3.5: Abondances relatives au fer de O, Mg, Si et Ca en fonction de [Ti/Fe]. Les symboles sont les mêmes que pour la figure 3.1. Les droites d'ajustement parmi les 19 étoiles non particulières sont également tracées.

Afin de vérifier si les résultats obtenus sont compatibles avec d'autres études, nous avons considéré les analyses de Nissen & Schuster [57], Bensby *et al.* [10] (en y excluant les étoiles du disque fin) et Gratton *et al.* [31]. Les résultats relatifs aux rapports [Ca/Fe] en fonction des rapports [Ti/Fe] sont repris conjointement dans la figure 3.6. Toutes les analyses indiquent une corrélation entre les deux éléments-α avec une pente inférieure à l'unité, allant de 0.66 [57] à 0.91 [10]. Cependant, la dispersion autour de la droite d'ajustement, qui est de 0.029 dex dans notre étude et dans celle de Nissen & Schuster [57], atteint 0.057 dans les données de Bensby *et al.* [10] et 0.064 dans celles de Gratton *et al.* [31]. Ceci nous suggère que les deux dernières études, quoique basées sur un nombre plus important d'étoiles, sont d'une précision moindre (et ceci est encore plus vrai pour les autres éléments-α, non présentés ici).

Si l'on accepte l'idée que les éléments-α ont été synthétisés principalement dans les étoiles massives ($M > 8M_{\odot}$), les différentes pentes exhibées par les éléments-α légers et lourds suggèrent que les taux de production (*yields*) des éléments-α légers, O et Mg, présentent une variation avec la masse de l'étoile plus grande que les *yields* des éléments-α plus lourds, Si et Ca. L'abondance de Ti, l'élément-α le plus lourd, se comporte d'une manière intermédiaire. Il peut être avancé qu'au moins une part de la nucléosynthèse du titane serait liée à la nucléosynthèse du pic du fer plutôt qu'à la nucléosynthèse des éléments-α. Toutefois, les corrélations trouvées (figure 3.5) montrent que, dans le domaine de métallicité considéré ici (et pour des étoiles appartenant au disque épais), le titane se comporte beaucoup plus comme un élément-α que comme un élément du pic du fer.

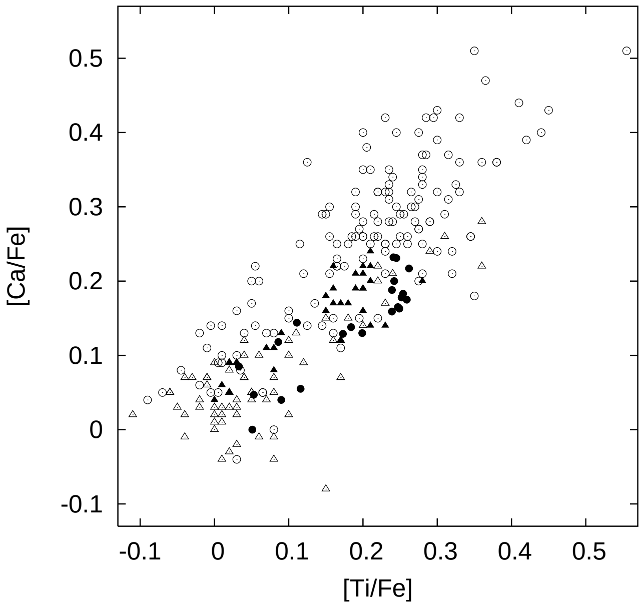


FIG. 3.6: Diagramme de corrélation de [Ca/Fe] en fonction de [Ti/Fe] pour plusieurs analyses : Decauwer *et al.* [23] (disques pleins), Nissen & Schuster [57] (triangles pleins), Bensby *et al.* [10] (triangles vides) et Gratton *et al.* [31] (disques vides).

3.3 Modification du scénario EASE

3.3.1 Problèmes du scénario EASE

Selon le scénario EASE, les étoiles de la population IIa se sont formées dans une coquille dont l'apparition et l'expansion a été provoquée par les explosions de SNeII de première génération. La variation du rapport [α/Fe] était alors expliquée de la manière suivante. Si l'étoile s'était formée au tout début de cette phase de SNeII, le gaz la formant était enrichi par peu de SNeII et elle se situait du côté gauche de la branche ([α/Fe] bas). Si l'étoile se formait un peu plus tard, le gaz était plus enrichi en éléments-α et l'étoile présentait un rapport [α/Fe] plus élevé. Finalement, si l'étoile se formait à la fin de la phase de SNeII, le rapport [α/Fe] était maximum et l'étoile se situait du côté droit de la branche IIa.

Cette version du scénario est incapable d'expliquer le comportement détaillé des abondances en éléments-α souligné dans le tableau 3.2 et la figure 3.5. En effet, des modèles récents de nucléosynthèse pour les SNeII [90] montrent que la majeure partie des éléments-α plus légers, comparés aux plus lourds, provient des étoiles les plus massives. Ainsi, les rapports d'abondances O/Si et Mg/Ca les plus élevés proviennent des SNeII les plus massives, qui sont aussi celles dont la vie est la plus courte. Ces rapports O/Si et Mg/Ca les plus élevés devraient donc être trouvés dans les étoiles formées au début de la phase de SNeII, c'est-à-dire dans la partie gauche de la branche de population IIa... Or, c'est exactement l'inverse qui est observé : les rapports O/Si et Mg/Ca sont plus bas sur le côté gauche de cette branche (voir figure 3.5) et augmentent vers son côté droit.

En d'autres termes, la dépendance des *yields* de SNeII en la masse de leur progéniteur implique que les étoiles ayant les plus grands rapports d'éléments-α légers/lourds (par exemple O/Si ou Mg/Ca) ont été formés *au début de la phase de SNeII*, quand le gaz interstellaire était pollué par les éjecta des étoiles les plus massives seulement.

Du point de vue des rapports d'abondances par rapport au fer, les modèles [90] montrent également que les étoiles les plus massives produisent les rapports [α/Fe] les plus élevés (bien qu'il faille garder à l'esprit le fait que la prédiction des rapports d'abondances des éléments les plus lourds, comme le fer, reste incertaine à cause du problème de *coupure de masse* dans les supernovæ). A nouveau, c'est exactement l'inverse de ce que propose le scénario EASE. Ce problème avait déjà été soulevé par Nissen [58].

3.3.2 Scénario standard

Comme le scénario EASE original rencontre des problèmes pour l'explication des rapports d'abondances observés, nous pourrions être tentés de revenir à un modèle plus classique, que nous allons appeler *le scénario standard*.

Dans le scénario standard, la matière primordiale est d'abord enrichie par les éjecta de supernovæ de type II qui, étant des étoiles massives, explosent les premières. Ainsi, les populations stellaires les plus vieilles possèdent de hauts rapports [α/Fe] caractéristiques des éjecta de SNeII. Après cela, les supernovæ de type Ia commencent à exploser et à enrichir le gaz interstellaire avec de la matière contenant une grande proportion d'éléments du pic du fer. Contrairement au scénario EASE, le scénario standard prédit donc que le rapport [α/Fe] décroît avec le temps. Ce scénario est généralement invoqué pour expliquer l'évolution chimique du disque galactique et nous pensons qu'il s'applique à des métallicités typiques du disque mince ($-0.6 \lesssim$ [Fe/H] $\lesssim 0$ dex). La question est maintenant de savoir s'il s'applique ou non à des métallicités plus basses ([Fe/H] ~ -1 dex), comme celles considérées ici.

Tout d'abord, si nous pouvons faire confiance aux *yields*, encore incertains, calculés pour des supernovæ de type Ia (ci-après, SNeIa [40]), qui prédisent que les éléments-α les plus lourds y sont produits plus efficacement que les plus légers, le scénario standard pourrait également expliquer les variations observées entre les différents éléments-α. En effet, si Si et Ca sont produits plus efficacement que O et Mg, les rapports [Si/Fe] et [Ca/Fe] devraient décroître plus lentement avec le temps que les rapports [O/Fe] et [Mg/Fe].

Cependant, dans le cadre de ce scénario standard, alors que les éjecta de SNeIa enrichissent les gaz interstellaires, la diminution de [α/Fe] s'accompagnerait d'une augmentation de métallicité. En effet, si l'on accepte le fait que ce processus soit responsable de l'évolution chimique du disque galactique, on note une diminution de ~ 0.3 dex en α/Fe en même temps qu'une augmentation de la métallicité de ~ -0.6 à 0 dex. Afin de tester si ce scénario standard peut expliquer le comportement observé aux plus basses métallicités considérées ici, il nous "suffit" de vérifier si la diminution de [α/Fe] le long de la branche de population IIa est accompagnée d'une augmentation similaire en métallicité.

Comme nous n'avons qu'environ 10 étoiles dans cette branche, nous avons inclus les résultats de Nissen & Schuster [57], qui ont étudié 16 étoiles du halo et 14 du disque épais dans la même gamme de métallicité avec une précision comparable à la nôtre. Leurs résultats pour [Ca/Fe] en fonction de [Fe/H] (excluant quatre étoiles de métallicité plus élevée) sont repris avec les nôtres dans la figure 3.7. Les graphiques pour les autres éléments-α présentent des comportements similaires. La figure 3.7 montre qu'il y a effectivement une petite tendance avec [Fe/H] (pente de valeur égale à -0.14 dex), mais bien plus faible que la pente de ~ -0.5 dex qui s'applique à plus grande métallicité. Si la même cause (l'enrichissement par des éjecta de SNeIa) s'appliquait dans les deux cas de variation de [α/Fe] avec [Fe/H], on s'attendrait à ce que la pente soit la même, ce qui est en contradiction avec les observations. Nous concluons donc que le scénario standard ne peut expliquer facilement les variations de [α/Fe] le long de la branche de population IIa.

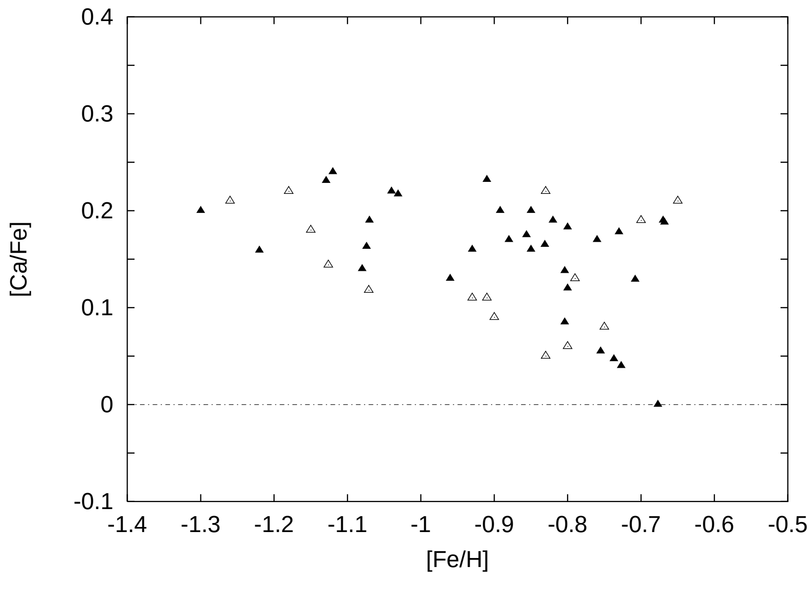


FIG. 3.7: Rapports [Ca/Fe] en fonction de [Fe/H]. Nos résultats sont joints à ceux de Nissen & Schuster [57]. Les triangles pleins et vides représentent respectivement des étoiles du disque épais et des étoiles du halo.

3.3.3 Scénario EASE modifié

Etant donné les inconvénients des deux scénarios, le scénario EASE original et le scénario standard, nous avons proposé une variante du scénario EASE qui est capable d'expliquer non seulement les rapports observés pour les éléments-α mais aussi le fait que seules les étoiles montrant un rapport $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ maximum puissent présenter des surabondances d'éléments-s.

Nous supposons que, dans la proto-galaxie, les nuages de gaz primordial (PGCCs) présentent une large gamme de masses, avec certains nuages de masse bien inférieure à celle des progéniteurs des amas globulaires observés aujourd'hui. Dans le paragraphe suivant, nous examinons ce qui peut alors se produire, tout d'abord dans les nuages massifs et fortement liés et ensuite dans les nuages de faible masse, faiblement liés.

Les nuages massifs seront probablement capables de former un nombre important d'étoiles de première génération, couvrant toute la gamme de masses possibles, depuis la limite inférieure ($\simeq 3\,\mathrm{M}_\odot$ dans du gaz de métallicité nulle [55]) jusqu'aux masses les plus élevées. Les étoiles de masse supérieure à $8\,\mathrm{M}_\odot$ exploseront en SNeII et stimuleront la formation d'une seconde génération d'étoiles dans une supercoquille. Exactement comme dans le scénario EASE original, ces étoiles de seconde génération peuvent ou non se rassembler pour former un amas globulaire lié. Comme les SNeII couvrent ici tout le domaine de masse, la production totale d'éléments-α peut être obtenue en intégrant les *yields* sur tout le domaine de masse des étoiles massives, pondérés par la fonction de masse initiale. En utilisant les *yields* de Umeda & Nomoto [90], nous pouvons obtenir les valeurs maximales que peuvent prendre les rapports d'éléments-α légers sur éléments-α lourds (comme, par exemple, O/Si et Mg/Ca). Ces étoiles de seconde génération se situeront donc sur la partie droite du diagramme à deux branches (étoiles de population IIb ou de population IIa avec $[\alpha/\mathrm{Fe}]$ maximum – voir figure 3.1).

D'autre part, les nuages de faible masse ne formeront qu'un petit nombre d'étoiles de première génération. En conséquence, certains d'entre eux pourraient présenter une fraction plus faible d'étoiles très massives (par exemple, $\mathrm{M} > 30\,\mathrm{M}_\odot$) par rapport aux étoiles moins massives (8 à $30\,\mathrm{M}_\odot$). Nous pourrions même supposer que la fonction de masse initiale (IMF) change avec la masse du nuage, de telle manière que la formation d'étoiles très massives serait moins probable dans les nuages de faible masse. Cependant, une telle hypothèse n'est pas nécessaire. En effet, même avec une IMF indépendante de la masse de l'amas, le nombre attendu d'étoiles très massives se formant dans les nuages de masse décroissante tombe finalement vite en-dessous de l'unité. En considérant une IMF de Salpeter [75] s'étendant de 3 à $60\,\mathrm{M}_\odot$, la limite supérieure de masse ($\mathrm{M}_{\mathrm{max}}$) en fonction du nombre total d'étoiles du nuage (ou du nombre proportionnel de supernovæ) est telle que reportée sur la figure 3.8. Cette limite supérieure de masse correspond à la masse au-dessus de laquelle l'IMF intégrée tombe en-dessous de 0.5, ce qui signifie que la probabilité de former une étoile au-dessus de cette masse est inférieure à 50%. Ainsi, la majorité de ces nuages ne devraient pas former d'étoiles plus massives que cette limite.

Par exemple, des nuages possédant 20 étoiles de première génération contiendraient, en moyenne, cinq supernovæ mais, dans la majorité de ces nuages, aucune d'elles n'aurait une masse initiale plus haute que $32\,\mathrm{M}_\odot$. De tels amas, relativement petits, seraient néanmoins capables de former un nombre significatif d'étoiles de seconde génération, grâce à la plus grande efficacité de formation d'étoiles dans un gaz comprimé et de métallicié non nulle. D'autre part, ces étoiles de seconde génération seraient formées avec de la matière produite par des SNeII de relativement faible masse ($M < M_{max}$) et donc exhiberaient des valeurs plus basses de rapports d'éléments-α légers sur éléments-α lourds.

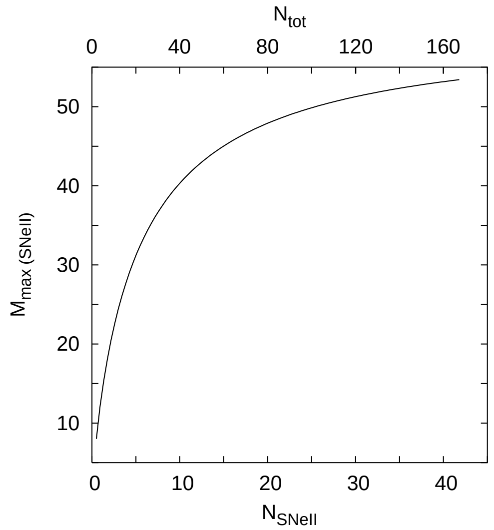


FIG. 3.8: Limite supérieure de masse (M_{max}) des supernovæ pour une IMF de Salpeter [75] en fonction du nombre total N_{tot} d'étoiles de première génération (abscisses supérieures) ou du nombre total de supernovæ N_{SNeII} du nuage (abscisses inférieures). M_{max} est la masse au-dessus de laquelle l'IMF intégrée tombe en-dessous de 0.5, ce qui signifie que la majorité des nuages ne contiendront pas d'étoile de masse $M > M_{max}$.

De plus, ces amas faiblement liés seraient plus vulnérables vis-à-vis des champs de marée galactiques et pourraient donc être les premiers à se désagréger [30, 92]. Ceci explique pourquoi aucun d'eux ne semble avoir survécu jusqu'à nos jours. Que seuls les amas les plus massifs et les plus liés gravitationnellement (ayant donc aussi été plus enrichis par des SNe très massives) puissent avoir survécu explique également pourquoi tous les amas globulaires actuels semblent montrer la même valeur maximale de [α/Fe] (par exemple, [87]).

Contrairement à ce qui était postulé dans le scénario EASE original, les diverses valeurs de [α/Fe] le long de la branche de population IIa ne corresponderaient pas à une séquence temporelle mais plutôt à des étoiles provenant d'amas de différentes masses initiales, et donc de différentes limites supérieures de masse pour les SNeII. Comme exemple, encore une fois sur base des *yields* [90], nous trouvons que le rapport O/Si le plus bas que nous observons pourrait être obtenu avec des étoiles de première génération dont la masse n'excède pas $21\,M_\odot$, alors que le rapport O/Si le plus haut nécessiterait des étoiles plus massives ($M \geq 36\,M_\odot$, voir figure 3.9). Ces résultats confirment le fait qu'un domaine de masses significatif pour les PGCCs a pu conduire à la gamme des rapports observés aussi bien en ce qui concerne [α/Fe] que les rapports d'éléments-α légers sur éléments-α lourds.

Finalement, revenons à la figure 3.7, qui montre une légère tendance décroissante pour [Ca/Fe] en fonction de [Fe/H]. Parmentier & Gilmore [67], qui ont étudié l'enrichissement chimique des PGCCs de différentes masses, prédisent que plus le PGCC est massif, plus bas est la métallicité atteinte. Notre nouveau scénario, dans lequel les PGCCs les plus massifs auraient produit les rapports [α/Fe] les plus élevés, pourrait donc expliquer la faible tendance avec la métallicité observée dans la figure 3.7.

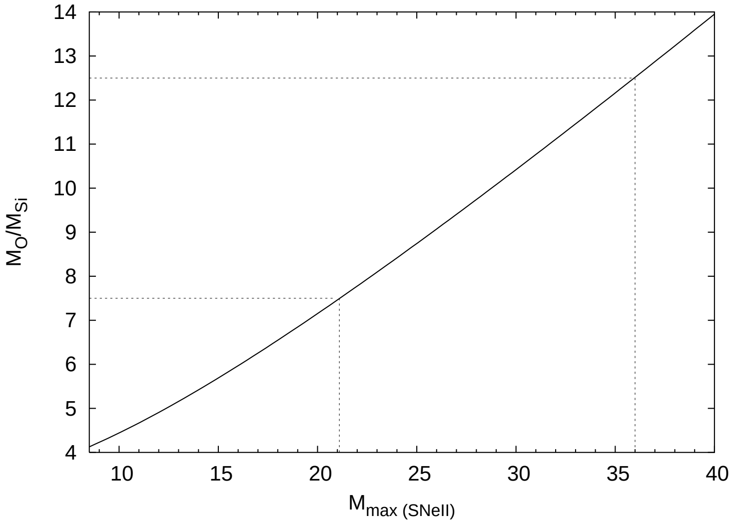


FIG. 3.9: Rapports des *yields* d'oxygène à ceux de silicium en fonction de la limite supérieure de masse pour les SNeII. Ces *yields* sont intégrés suivant les résultats de Umeda & Nomoto [90], depuis 8 $M_\odot$ jusque M_{max}. Les lignes en pointillés correspondent à la gamme maximale de M_O/M_{Si} obtenue d'après nos données et correspondent ainsi à une masse maximale M_{max} variant de 21 à 36 $M_\odot$.

3.4 Rapports d'abondances et propriétés cinématiques

Un autre courant de pensée a été suivi par différents auteurs (par exemple, [10, 57]). Ceux-ci ont montré que les étoiles appartenant à différentes populations (en termes cinématiques) présentent des rapports [α/Fe] différents. Bensby *et al.* [10] montrent que les étoiles du disque mince ont des rapports [α/Fe] plus bas que les étoiles du disque épais de même métallicité. Nissen & Schuster [57] ont trouvé que, tandis que les étoiles du disque épais exhibent seulement de hautes valeurs des rapports [α/Fe], les étoiles du halo montrent à la fois des valeurs plus ou moins élevées pour un rapport [Fe/H] donné.

Alors que l'analyse de Bensby *et al.* [10] considère principalement des étoiles de métallicité plus élevée que les étoiles de Jehin *et al.* [42] étudiées ici, les résultats de Nissen & Schuster [57] sont reportés avec les nôtres dans la figure 3.10. Celle-ci exprime le rapport [Ca/Fe] en fonction de la vitesse totale V_{tot} des étoiles dans le référentiel dit du *Local Standard of Rest* (LSR). On peut voir que certaines étoiles du disque épais montrent aussi des rapports [α/Fe] bas, affaiblissant ainsi la conclusion de Nissen & Schuster. Sur base de toutes les données discutées ici, il ne semblerait pas que les propriétés cinématiques jouent un rôle très important dans le rapport [α/Fe] à des métallicités en-dessous de -0.6 dex. Cependant, la cinématique des étoiles en question, appartenant au disque épais ou au halo probablement interne, n'est sans doute pas aussi extrême que celle des deux étoiles particulières de l'échantillon de Jehin *et al.* ou que celle de l'échantillon d'étoiles Outer Halo que nous discuterons dans les deux chapitres suivants...

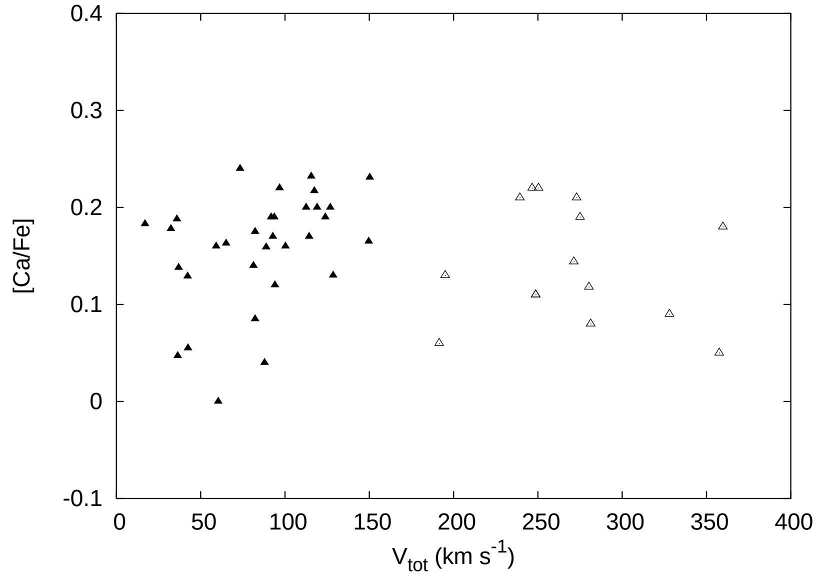


FIG. 3.10: [Ca/Fe] en fonction du module de la vitesse dans le référentiel dit *Local Standard of Rest*. Nos résultats sont joints à ceux de Nissen & Schuster [57]. Triangles pleins et vides représentent respectivement des étoiles du disque épais et du halo.

Chapitre 4

Etoiles du Halo Externe

L'observation de rapports d'abondances particuliers pour deux étoiles à la cinématique extrême dans l'échantillon d'étoiles de Jehin *et al.* [42], associée à d'autres études pionnières dans ce domaine (par exemple, [57]), laisse supposer que ces étoiles, appartenant au Halo Externe de la Galaxie, ont connu une histoire nucléosynthétique différente des étoiles du disque ou du halo interne de la Galaxie.

Dans ce chapitre, nous présentons les résultats de l'analyse spectroscopique qui a été menée pour 20 étoiles du Halo Externe consécutivement aux études précitées.

4.1 Estimation des erreurs

Avant de présenter les résultats d'abondances, nous allons tenter d'estimer les diverses sources d'incertitudes affectant ces derniers. Tout d'abord, des erreurs peuvent provenir des paramètres atmosphériques utilisés pour construire les modèles d'atmosphère. Ensuite, des erreurs peuvent provenir de la mesure des raies. Dans ces dernières entrent en ligne de compte aussi bien les erreurs sur la détermination du continu du spectre stellaire que les erreurs de mesure des largeurs équivalentes.

4.1.1 Estimation des erreurs dues aux paramètres atmosphériques

Afin d'obtenir une estimation des erreurs provenant de la détermination des paramètres atmosphériques des étoiles étudiées, nous avons pris une étoile "témoin". Il s'agit de la deuxième étoile de l'échantillon, G 159-050. Celle-ci est en effet une étoile "moyenne" parmi les 20 étoiles étudiées. Sa température effective se situe au milieu de la gamme de températures couverte, sa gravité de surface et sa métallicité également (voir tableau 2.5).

Nous avons construit, pour cette étoile, divers modèles d'atmosphère : *(i)* le premier, avec une température effective surélevée de 100 K (avec réajustements des autres paramètres en conséquence, ceci afin de conserver l'équilibre d'ionisation du fer ainsi que l'indépendance des abondances en la largeur équivalente des raies, etc), *(ii)* le deuxième avec un $\log g$ surélevé de 0.2, *(iii)* le troisième avec une métallicité de départ augmentée de 0.2 dex et *(iv)* le quatrième avec une microturbulence surélevée de 0.2 $\mathrm{km\,s^{-1}}$. Pour ces quatre modèles, nous avons recalculé toutes les abondances et rapports d'abondances dans cette étoile et ainsi déterminé dans quelle mesure ces derniers sont affectés par des erreurs sur les paramètres atmosphériques.

Nous avons ensuite estimé les incertitudes affectant les quatre paramètres atmosphériques eux-mêmes. Pour la température effective, deux moyens ont été utilisés. Premièrement, la dispersion des points autour de la droite de régression dans le diagramme d'excitation nous a donné une valeur typique de l'erreur sur la pente, se traduisant en une erreur sur la température de 42 K. Ensuite, une analyse des différences entre températures photométriques et températures spectroscopiques dans les 20 étoiles étudiées nous a donné une erreur typique de 55 K. L'estimation de l'erreur sur la température via les deux techniques est donc cohérente et nous avons finalement retenu une valeur de 50 K comme caractéristique de l'incertitude sur $T_{\rm eff}$.

Afin d'estimer l'erreur sur la gravité, les éléments dont à la fois des raies neutres et ionisées ont pu être mesurées nous ont été utiles (Ti, Cr, Fe). En effet, nous y avons comparé les résultats de façon à voir si l'équilibre d'ionisation était bien respecté. Il en est ressorti que l'erreur sur le logarithme de la gravité pouvait être de l'ordre de 0.07.

Quant à l'erreur possible dans l'estimation de la vitesse de microturbulence, nous l'avons déduite des diagrammes donnant l'abondance du fer neutre en fonction de la largeur équivalente des raies (moyen par lequel nous avons effectivement déduit la vitesse de microturbulence). La conversion de la dispersion autour de la droite de régression dans ces diagrammes en incertitude sur la pente nous a fourni une valeur de 0.15 $\rm km\,s^{-1}$ comme erreur moyenne.

Finalement, l'erreur sur la métallicité de départ dans les modèles d'atmosphère a été estimée en examinant les variations de [Fe/H] obtenues avec les différents modèles.

Les variations d'abondances obtenues avec les quatre modèles modifiés de l'étoile G 159-050 ont alors été converties en erreurs possibles dans les rapports d'abondance, compte tenu des incertitudes estimées pour les quatre paramètres atmosphériques. Les résultats sont repris dans le tableau 4.1. L'erreur totale due aux différents paramètres atmosphériques, $\sigma_{\rm atm}$, est une somme quadratique (*root mean square*) des erreurs dues à chacun des paramètres. On peut constater que l'incertitude sur $T_{\rm eff}$ domine généralement.

4.1.2 Estimation des erreurs de mesure des raies

La mesure des raies est également sujette à différentes erreurs possibles. Il y a tout d'abord le bruit des photons, qui obéit à la statistique de Poisson et qui se traduit par une incertitude sur le signal mesuré dans chaque pixel égale à la racine carrée du nombre de photons détectés.

La profondeur mesurée de la raie dépend également du continu déterminé dans la région concernée. Si celui-ci a été placé trop haut, les raies apparaîtront plus fortes qu'elles ne devraient dans le spectre normalisé.

En outre, des erreurs peuvent venir de l'ajustement de la raie par un profil théorique (profil de Voigt ou approximation gaussienne). L'estimation "de visu" de la largeur de la raie, soumise au bruit, à la présence éventuelle de blends, etc, peut également être source d'erreurs.

Pour la plupart des éléments étudiés, plusieurs raies ont été analysées. La moyenne des abondances obtenues grâce aux différentes raies a donc été prise comme abondance finale de l'élément. La dispersion de ces abondances *raie à raie* après analyse différentielle, quant à elle, nous donne une mesure de l'erreur globale provenant des mesures. Celle-ci est donnée par la dispersion moyenne raie à raie sur tout l'échantillon, $\overline{\sigma_r}$, divisée par la racine carrée du nombre de raies utilisées, N. Les valeurs de ces erreurs pour les différents rapports d'abondance sont également reprises dans le tableau 4.1. Finalement, l'erreur totale sur un rapport d'abondances, $\sigma_{\rm total}$, est la somme quadratique de $\sigma_{\rm atm}$ et de $\overline{\sigma_r}/\sqrt{N}$.

Rapport d'abondance	$\Delta T_{\rm eff}$ +50K	$\Delta \log g$ +0.07	Δ[Fe/H] +0.04	$\Delta\xi_t$ +0.15 km s^{-1}	$\sigma_{\rm atm}$	$\frac{\overline{\sigma_r}}{\sqrt{N}}$	$\sigma_{\rm total}$
$[\mathrm{Fe/H}]_{\rm I}$	+0.038	+0.006	+0.000	−0.009	0.039	0.009	0.040
$[\mathrm{Fe/H}]_{\rm II}$	+0.044	+0.037	+0.006	−0.011	0.059	0.021	0.062
$[\mathrm{Ti/Fe}]_{\rm I}$	+0.009	+0.000	−0.001	−0.002	0.009	0.013	0.016
$[\mathrm{Ti/Fe}]_{\rm II}$	+0.012	+0.003	+0.000	−0.010	0.016	0.016	0.022
$[\mathrm{Cr/Fe}]_{\rm I}$	−0.001	−0.001	−0.001	+0.001	0.002	0.022	0.022
$[\mathrm{Cr/Fe}]_{\rm II}$	−0.008	−0.008	−0.002	+0.008	0.014	0.030	0.033
$[\mathrm{Ca/Fe}]_{\rm I}$	−0.016	−0.009	+0.001	−0.008	0.019	0.013	0.023
$[\mathrm{Si/Fe}]_{\rm I}$	−0.018	+0.000	+0.002	+0.008	0.019	0.016	0.025
$[\mathrm{Mg/Fe}]_{\rm I}$	−0.015	−0.012	+0.010	+0.000	0.021	0.068	0.071
$[\mathrm{Ni/Fe}]_{\rm I}$	−0.001	+0.001	+0.002	+0.003	0.004	0.013	0.013
$[\mathrm{Y/Fe}]_{\rm II}$	+0.022	+0.005	+0.002	−0.008	0.024	0.018	0.030
$[\mathrm{Sr/Fe}]_{\rm II}$	+0.001	−0.007	+0.000	+0.005	0.009	0.068	0.069
$[\mathrm{Zr/Fe}]_{\rm II}$	+0.023	+0.002	+0.002	−0.003	0.023	0.035	0.042
$[\mathrm{CH/Fe}]_{\rm I}$	+0.023	−0.014	+0.024	+0.008	0.037	0.021	0.042
$[\mathrm{C/Fe}]_{\rm I}$	−0.033	+0.018	−0.003	+0.008	0.039	0.071	0.081
$[\mathrm{Eu/Fe}]_{\rm II}$	+0.027	−0.008	+0.005	+0.010	0.030	0.068	0.074
$[\mathrm{Sm/Fe}]_{\rm II}$	+0.026	−0.007	+0.004	+0.008	0.028	0.068	0.074
$[\mathrm{Ba/Fe}]_{\rm II}$	+0.005	−0.033	+0.007	+0.014	0.037	0.027	0.046
$[\mathrm{Ce/Fe}]_{\rm II}$	+0.019	−0.007	+0.002	+0.008	0.021	0.047	0.052
$[\mathrm{Mn/Fe}]_{\rm I}$	+0.006	−0.003	−0.001	+0.002	0.007	0.017	0.018
$[\mathrm{Al/Fe}]_{\rm I}$	−0.012	−0.001	−0.002	+0.010	0.015	0.027	0.031
$[\mathrm{V/Fe}]_{\rm I}$	+0.014	−0.004	+0.000	+0.007	0.016	0.025	0.029
$[\mathrm{Co/Fe}]_{\rm I}$	+0.007	−0.002	+0.000	+0.009	0.011	0.039	0.041
$[\mathrm{Sc/Fe}]_{\rm I}$	+0.018	+0.000	−0.001	+0.002	0.018	0.068	0.070
$[\mathrm{Sc/Fe}]_{\rm II}$	+0.012	−0.004	+0.002	+0.002	0.013	0.018	0.022
$[\mathrm{Na/Fe}]_{\rm I}$	−0.015	−0.007	+0.002	+0.008	0.018	0.043	0.047

TAB. 4.1: Estimations des erreurs induites dans les rapports d'abondances obtenus. Pour chaque rapport d'abondance indiqué, les répercussions des erreurs estimées pour les quatre paramètres atmosphériques sont données. L'erreur totale due aux erreurs dans les paramètres atmosphériques, $\sigma_{\rm atm}$, est ensuite indiquée, suivie de l'erreur provenant de la mesure des raies ($\frac{\overline{\sigma_r}}{\sqrt{N}}$) et de l'erreur finale, $\sigma_{\rm total}$.

4.2 Abondances et corrélations d'abondances

Tous les diagrammes d'abondances que nous présenterons dorénavant rassemblent l'échantillon d'étoiles Outer Halo, symbolisées par des disques vides (○) et l'échantillon d'étoiles de Jehin *et al.*, symbolisées par des disques pleins (●), sauf les deux étoiles dites "particulières" qui sont ici reprises comme Outer Halo. Les barres d'erreurs finales affectant les rapports d'abondances (σ_{total}, voir tableau 4.1) seront représentées par une croix dans le coin inférieur droit de chaque diagramme de corrélation.

4.2.1 Eléments du pic du fer

Le fer

Comme nous l'avons déjà mentionné, le fer est l'élément généralement utilisé pour donner la métallicité globale d'une étoile. Le parfait accord entre les abondances obtenues pour le fer neutre et ionisé (voir figure 4.1) montre que l'équilibre d'ionisation a bien été respecté pour la construction des modèles d'atmosphère.

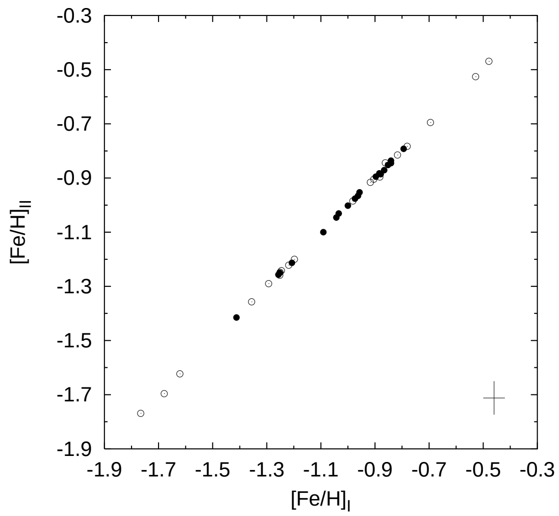


FIG. 4.1: Comparaison des abondances de fer obtenues via les raies de fer neutre $[Fe/H]_{I}$ et les raies de fer ionisées $[Fe/H]_{II}$.

Le chrome

Le chrome est un élément dont la détermination de l'abondance ne pose généralement aucun problème. Cependant, dans l'échantillon Outer Halo, nous avons pu constater que l'équilibre d'ionisation n'était pas respecté comme pour le fer (voir figure 4.2).

Le problème d'accord entre les abondances obtenues via les raies neutres et les raies ionisées provient du fait que l'équilibre d'excitation pour le chrome neutre n'est pas respecté. Pour les 14 raies de chrome neutre, nous disposons d'une gamme assez large de potentiels d'excitation qui laisse en effet transparaître une pente positive (voir figure 4.3). Les cinq raies de chrome ionisé analysées, par contre, ont un potentiel d'excitation aussi élevé que celles qui ont le plus haut potentiel dans les raies neutres. A ces potentiels, les abondances déduites des raies de Cr I et Cr II sont en bon accord.

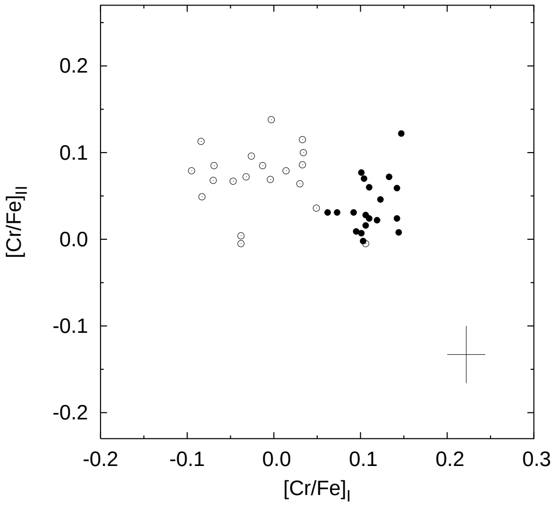


FIG. 4.2: Comparaison des rapports d'abondances [Cr/Fe] obtenues via les raies de chrome neutre et les raies de chrome ionisé. Un décalage systématique semble s'opérer pour le chrome neutre.

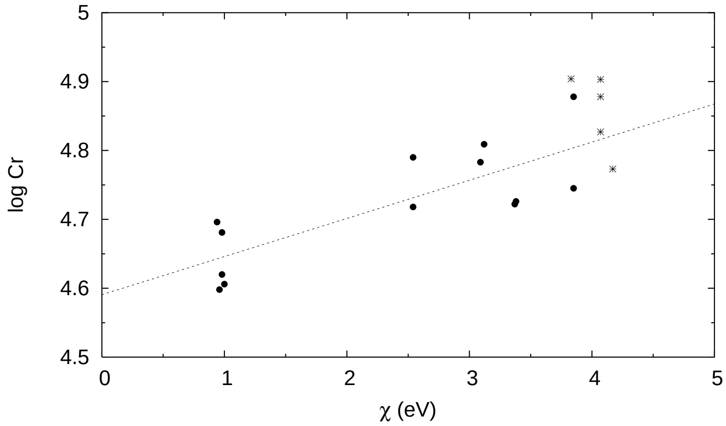


FIG. 4.3: Diagramme d'excitation du chrome pour l'étoile G 046-031 (échantillon Outer Halo). Les disques pleins représentent les abondances obtenues avec les raies neutres alors que les astérisques, celles obtenues avec les raies ionisées.

La cause de ce désaccord entre raies neutres de différents potentiels d'excitation n'est pas claire. La figure 4.4 montre que la pente dans le diagramme d'excitation de Cr I varie systématiquement avec la métallicité de l'étoile. Elle est négligeable aux plus hautes métallicités ($[Fe/H] \gtrsim -0.8$ dex) pour atteindre 0.2 dex/eV dans les étoiles les plus pauvres en métaux. Il est peu probable que ce comportement reflète un problème lié aux modèles d'atmosphère car, dans ce cas, on s'attendrait à observer un effet similaire pour les éléments voisins Ti et Fe, ce qui n'est pas le cas. Peut-être s'agit-il d'écarts à l'équilibre thermodynamique local, qui augmenteraient au fur et à mesure que l'opacité diminue dans l'ultraviolet. Nous opterons donc pour la solution de ne garder que les abondances de chrome obtenues par les raies ionisées. Les abondances alors obtenues montrent (figure 4.5) que le rapport [Cr/Fe] est constant et quasi solaire dans les étoiles des deux échantillons. Une légère surabondance semble présente, mais il s'agit peut-être d'une erreur de point zéro due aux $\log gf$ utilisés : en effet, dans l'analyse [43], une *sous*-abondance constante apparaissait plutôt.

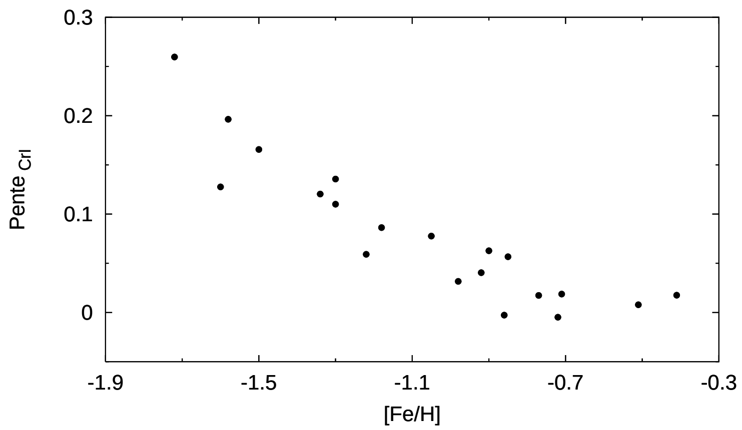


FIG. 4.4: Valeurs des pentes dans le diagramme d'excitation du chrome neutre dans les 20 étoiles Outer Halo en fonction de la métallicité. Un dépendance apparaît.

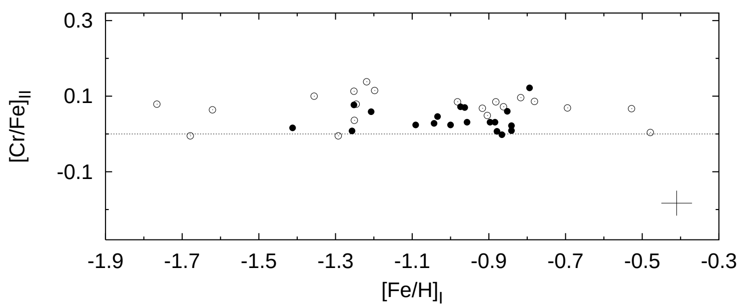


FIG. 4.5: Rapports [Cr/Fe] en fonction de la métallicité. La ligne en pointillés représente le rapport solaire.

Le nickel

Le nickel est un des éléments pour lesquels les deux étoiles particulières de l'échantillon de Jehin *et al.* montrent des abondances étonnantes. Les étoiles de l'échantillon Outer Halo confirment cette particularité des étoiles du halo externe : l'abondance de nickel, déduite de 21 raies de nickel neutre, y est plus basse que dans les étoiles du disque ou du halo interne (voir figure 4.6).

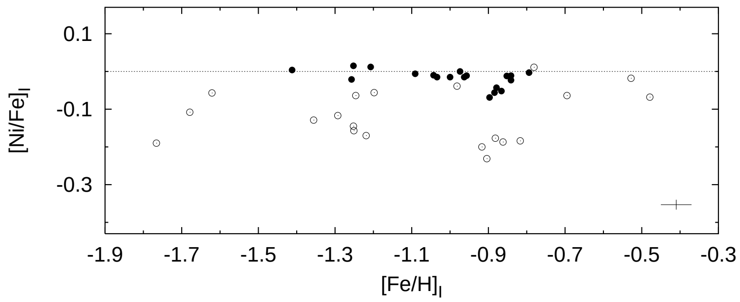


FIG. 4.6: Rapports [Ni/Fe] en fonction de la métallicité. Les étoiles du halo externe montrent une déficience en nickel.

Le scandium, le vanadium, le manganèse et le cobalt

Pour ces éléments, comme pour tous les éléments de nombre de protons Z impair, intervient la *structure hyperfine*. Celle-ci a pour effet de démultiplier les niveaux d'énergie des atomes en levant les éventuelles dégénérescences des niveaux. Il en résulte un élargissement supplémentaire des raies, voire une déformation du profil théorique symétrique, ce qui provoque une désaturation de la raie. Plus la raie est forte, plus il est important de prendre en compte cette structure hyperfine. Pour les raies faibles, par contre, l'effet de la structure hyperfine (ci-après HFS) est souvent négligeable. D'autre part, un traitement de la HFS implique une connaissance exacte des différentes composantes de HFS et de l'intensité relative de ces dernières, ceci dépendant de l'élément considéré et de la raie en question. Nous nous heurtons malheureusement à beaucoup de lacunes dans ce domaine.

Lorsque nous disposons de données HFS (longueurs d'onde et intensités relatives de chaque composante de la raie), un traitement spécifique des raies a été réalisé, à l'aide d'un programme affiné par M. Gillon sur base des programmes de P. Magain.

Pour cinq raies de scandium et deux de vanadium, des données HFS ont pu être trouvées dans la littérature [12, 59]. Pour le scandium, cependant, il ne s'agit pas de données mesurées en laboratoire mais plutôt de données déduites empiriquement. Il s'est avéré que ces données ne rendent pas bien compte du profil des raies observées. Toutefois, comme la raie de scandium neutre, les sept raies de scandium ionisé et les douze raies de vanadium neutre choisies initialement sont de relativement faible largeur équivalente, nous avons finalement décidé de toutes les traiter sans tenir compte de la structure hyperfine.

Le dix raies de cobalt neutre analysées sont particulièrement faibles. Des données HFS de qualité existent pour certaines d'entre elles [39]. Comme on peut le voir sur la figure 4.7, l'analyse de ces deux raies avec et sans HFS nous a montré l'inutilité du traitement avec HFS pour ces raies faibles. Nous avons donc finalement gardé les abondances déduites des 10 raies sans HFS.

Le manganèse est un élément dont la structure hyperfine est importante [12,17]. Le traitement des raies avec HFS s'impose donc. Il a été réalisé pour cinq raies et il s'avère que celles-ci donnent des résultats cohérents.

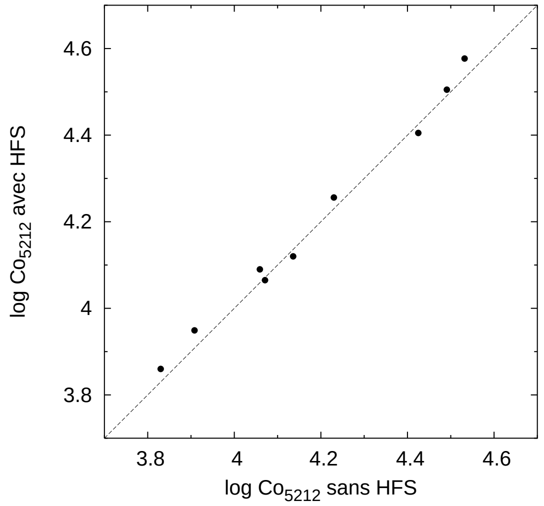


FIG. 4.7: Comparaison des résultats obtenus pour les abondances de cobalt à partir de la raie située à 5212.691 Å, avec ou sans traitement de la structure hyperfine. La droite de pente égale à l'unité est également présentée.

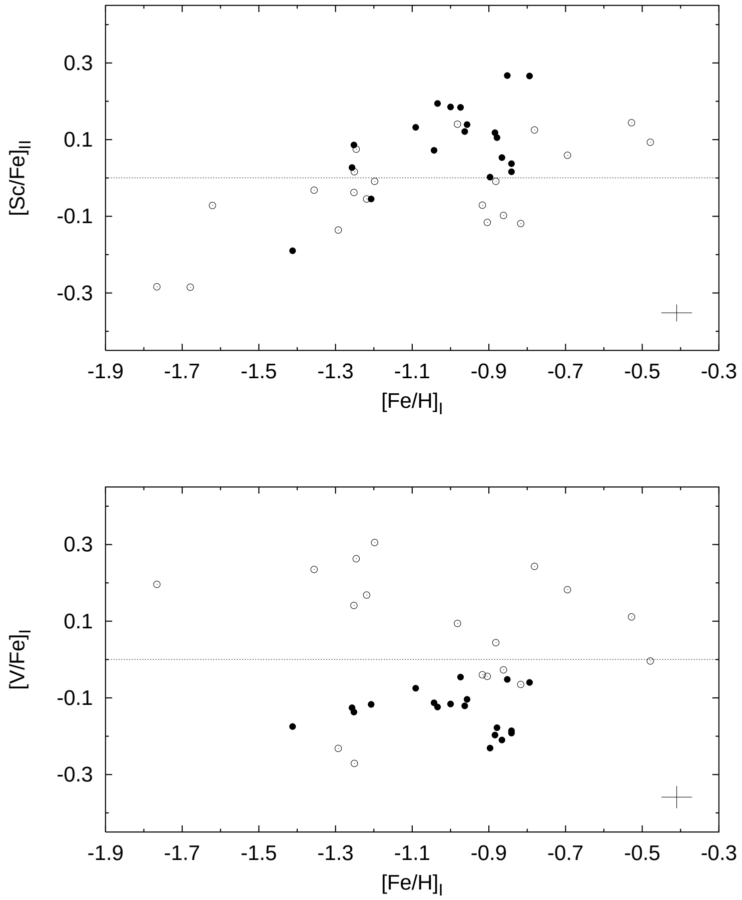


FIG. 4.8: Rapports [Sc/Fe] et [V/Fe] en fonction de la métallicité.

Les abondances de ces quatre éléments du pic du fer (Sc, V, Mn, Co) sont présentées dans les figure 4.8 et 4.9. Notons que pour le manganèse et le cobalt, seules les étoiles du halo externe sont présentes puisque, dans les étoiles de Jehin *et al.*, ces éléments n'avaient pas pu être étudiés.

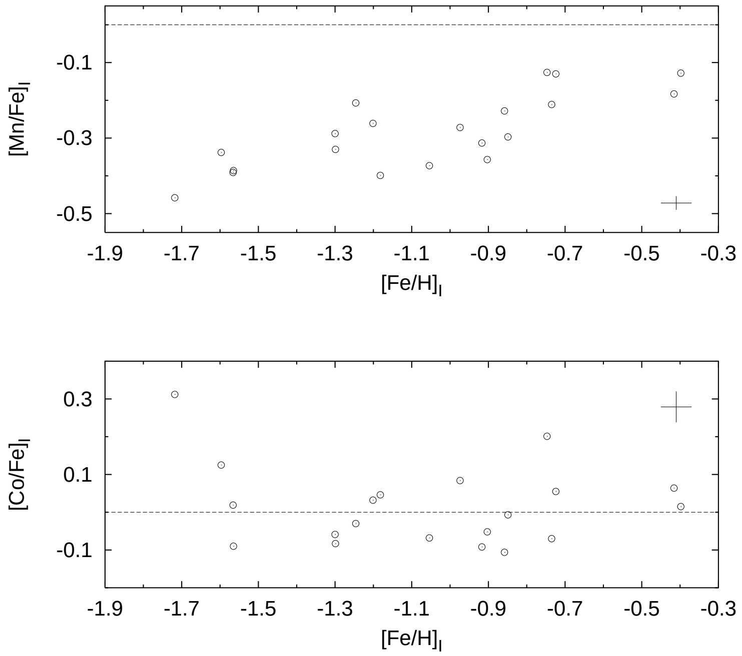


FIG. 4.9: Rapports [Mn/Fe] et [Co/Fe] en fonction de la métallicité.

Le rapport [Sc/Fe] n'est pas constant avec la métallicité, mais est plutôt légèrement croissant avec celle-ci. Le vanadium pose problème : une grande incompatibilité semble apparaître entre les deux échantillons d'étoiles, d'autant plus que les deux étoiles "particulières" du premier échantillon se retrouvent les plus déficientes en vanadium alors que les étoiles de l'échantillon Outer Halo seraient surabondantes... Ce problème n'a malheureusement pu être résolu. Peut-être s'agit-il d'erreurs de point zéro dans les abondances dues à des $\log gf$ incorrects allant en sens contraire pour les deux échantillons. Cependant, la différence semble trop grande pour que cette seule solution soit plausible.

Le manganèse montre, comme le scandium, une légère pente positive en fonction de la métallicité. Ce résultat est en accord avec Nissen *et al.* [59]. Excepté dans l'étoile la plus pauvre de l'échantillon, pour laquelle le cobalt est surabondant, le rapport [Co/Fe] est quasi constant avec la métallicité.

De ces éléments du pic du fer, nous retiendrons que les abondances de scandium et de manganèse semblent légèrement croissantes avec la métallicité. Les taux de production de ces deux éléments n'ont donc pas dus être rigoureusement identiques à celui du fer, alors que le cas se présente pour le nickel - dans les étoiles du disque seulement - et pour le cobalt.

4.2.2 Eléments-α

Comme l'a particulièrement illustré l'analyse complémentaire des étoiles de Jehin *et al.* (voir Chapitre 3), les éléments-α sont d'une importance capitale dans les études d'abondances des étoiles pauvres en métaux.

Le magnésium, le silicium et le calcium

Une seule raie du magnésium nous a semblé suffisamment fiable pour l'analyse d'abondances, celle située à 5711.095 Å. Quoiqu'un peu forte dans certaines étoiles, elle nous est toutefois apparue meilleure que les autres rares raies de cet élément, comme par exemple les raies à 6318.708 et 6319.237 Å, situées dans une région dans laquelle tombent beaucoup de raies d'eau ou d'oxygène de l'atmosphère terrestre (la première étant également *blendée* par une raie de Ca I) ou encore la raie située à 5528.405 Å, beaucoup trop forte.

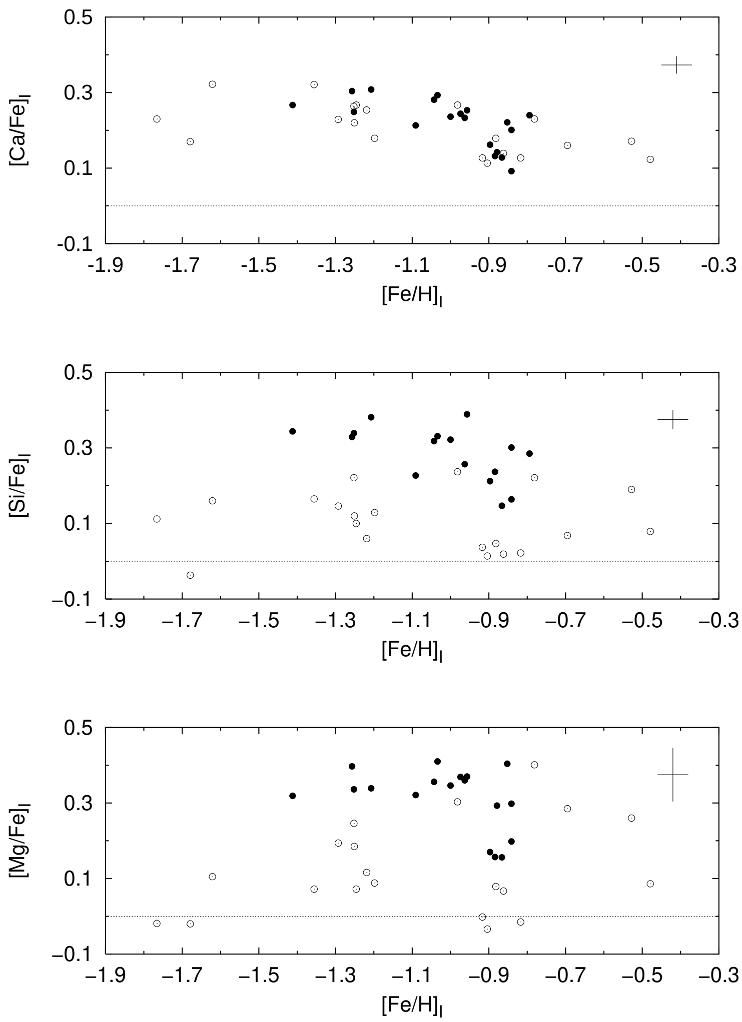


FIG. 4.10: Rapports [Ca/Fe], [Si/Fe] et [Mg/Fe] en fonction de la métallicité.

Vingt-trois raies du silicium neutre et dix-huit raies du calcium neutre ont été analysées. Comme à l'habitude dans les étoiles pauvres en métaux, les valeurs des rapports [α/Fe] sont surabondants par rapport au soleil, quoique les rapports [Si/Fe] et [Mg/Fe] se rapprochent de la valeur solaire dans les étoiles Outer Halo (voir figure 4.10).

Le titane

Le titane est un élément intéressant, de par le fait qu'il soit à la fois un élément-α et déjà un élément du pic du fer. Cependant, son comportement le relie plus aux éléments-α qu'au pic du fer.

Vingt-neuf raies du titane neutre et dix du titane ionisé ont été étudiées. Les rapports $[\mathrm{Ti/Fe}]_\mathrm{I}$ sont tracés en fonction de la métallicité dans la figure 4.11. D'autre part, on peut voir dans la figure 4.12 que l'équilibre d'ionisation pour cet élément est assez bien respecté. Une légère différence systématique entre abondances déduites des raies neutre et abondances déduites des raies ionisées est toutefois décelable et nous avons voulu voir d'où cela pouvait provenir. Nous avons pu constater que les étoiles les plus froides de l'échantillon Outer Halo se situaient systématiquement sous la droite $y = x$, de même que deux étoiles plus chaudes mais également plus pauvres en métaux. Il en est venu une relation empirique indiquant une dépendance de la distance moyenne $\tilde{\delta}$ des points représentatifs des étoiles dans le diagramme ($[\mathrm{Ti/Fe}]_\mathrm{I}, [\mathrm{Ti/Fe}]_\mathrm{II}$) à la droite $y = x$:

$$\tilde{\delta} = -0.341 + 7.27\ 10^{-2}\ [\mathrm{Fe/H}] + 6.72\ 10^{-5}\ \mathrm{T_{eff}}. \tag{4.1}$$

Dans la suite, nous ne tiendrons pas compte de cette correction à apporter éventuellement à nos étoiles pour éliminer cette dépendance, malgré le fait qu'elle réduise la dispersion d'environ 30%. Cependant, cela nous indique peut-être que les modèles d'atmosphère homogènes et à l'équilibre thermodynamique local laissent transparaître là une de leurs limites, due par exemple au fait que la zone convective arrive plus près de la surface dans les étoiles pauvres en métaux.

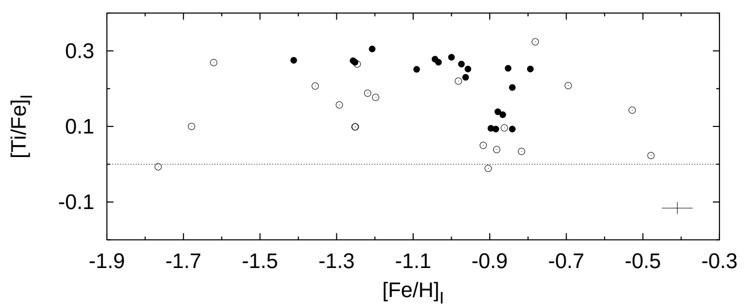


FIG. 4.11: Rapports [Ti/Fe] en fonction de la métallicité. Les comportements sont similaires à ceux observés pour les autres éléments-α (voir figure 4.10).

Si l'on compare les différents éléments-α entre eux (Mg, Si, Ca et Ti - voir figure 4.13), on peut remarquer des corrélations indiquant une fois encore leur origine commune dans les supernovæ de type II. Cependant, dans l'échantillon Outer Halo, les dispersions sont plus grandes que dans l'échantillon d'étoiles du disque épais. Ces dispersions sont bien réelles, car supérieures aux barres

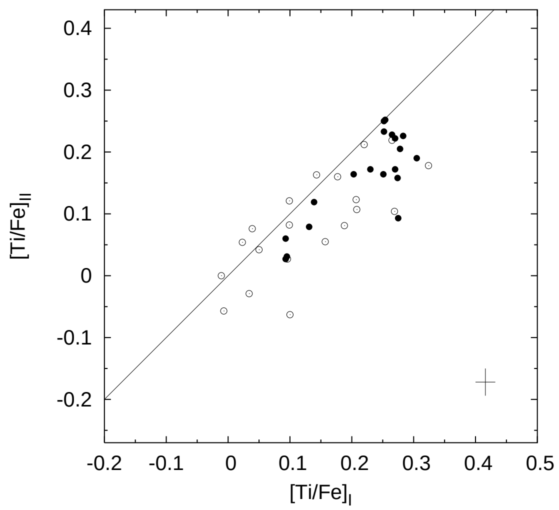


FIG. 4.12: Diagramme de corrélation pour les abondances de titane obtenues via les raies neutres ($[\mathrm{Ti/Fe}]_{\mathrm{I}}$) et ionisées ($[\mathrm{Ti/Fe}]_{\mathrm{II}}$).

d'erreurs, et nous indiquent sûrement que les origines de ces étoiles sont plus diverses que pour les étoiles du disque épais, pour lesquelles les éléments-α sont fortement corrélés et pour lesquelles, d'ailleurs, un scénario nucléosynthétique a été construit au Chapitre 3.

Par ailleurs, les rapports $[\alpha/\mathrm{Fe}]$, alors qu'ils sont toujours surabondants dans les étoiles du disque épais, atteignent des valeurs plus petites (parfois même négatives) dans les étoiles de l'échantillon Outer Halo. Les relations entre ces éléments pris deux à deux montrent également que, dans ces étoiles par rapport aux étoiles du disque, les abondances (relatives au fer) varient en moyenne de la façon suivante :

$$\mathrm{Mg, Si} \leq \mathrm{Ti} \leq \mathrm{Ca} \tag{4.2}$$

Le carbone

Pour déterminer les abondances de carbone dans les étoiles Outer Halo, nous avons d'abord utilisé, comme pour l'étude complémentaire des étoiles de Jehin *et al.*, des raies de la bande G de CH, située vers 4300 Å. Sept raies ont été étudiées, dont cinq doubles qui ont encore été traitées comme s'il s'agissait à chaque fois de deux composantes de structure hyperfine. Les résultats obtenus sont repris dans la figure 4.14.

A côté de ces raies de CH, nous avons également analysé quatre raies de carbone neutre au potentiel d'excitation très élevé, ce qui pose souvent problème (comme le triplet de l'oxygène vers 7770 Å– voir section 3.2.1). De plus, celles-ci sont extrêmement faibles et n'ont pu être mesurées que dans quelques étoiles. La comparaison des résultats obtenus pour ces quelques étoiles avec les deux indices (CH et C I) nous a finalement conduits à abandonner définitivement ces raies de carbone neutre qui ne semblent pas être des indicateurs d'abondances fiables.

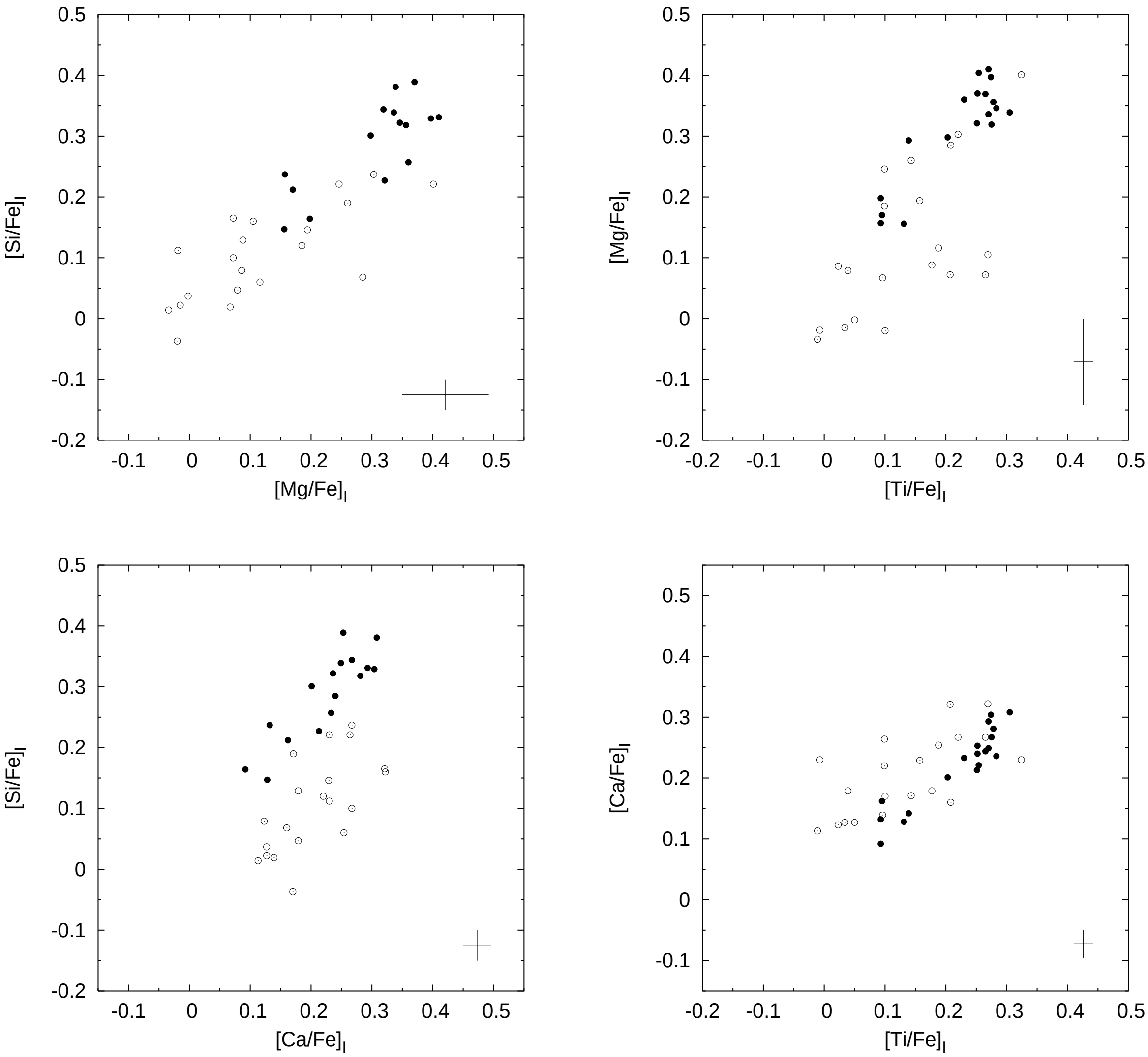


FIG. 4.13: Diagrammes de corrélation entre les différents éléments-α étudiés.

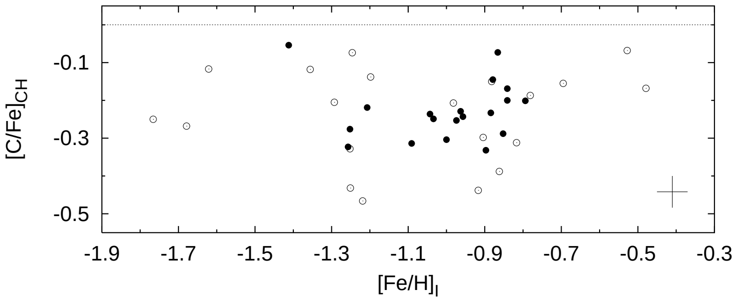


FIG. 4.14: Rapports [C/Fe], déduit des raies de CH, en fonction de la métallicité.

4.2.3 Autres éléments légers

Outre les éléments-α, deux autres éléments légers ont pu être étudiés : le sodium et l'aluminium. Cinq raies de sodium ont été analysées. Un traitement avec HFS de la seule raie pour laquelle des données étaient disponibles nous a montré l'inutilité de celui-là. Les deux raies d'aluminium ont par contre été traitées avec une légère HFS (deux composantes peu éloignées l'une de l'autre dans chaque raie [12]). La faiblesse de ces raies n'a cependant pas permis de les mesurer dans toutes les étoiles étudiées.

Comme nous l'avions déjà constaté pour les deux étoiles particulères de l'échantillon de Jehin *et al.*, le sodium est clairement déficient dans les étoiles du halo externe (voir figure 4.15).

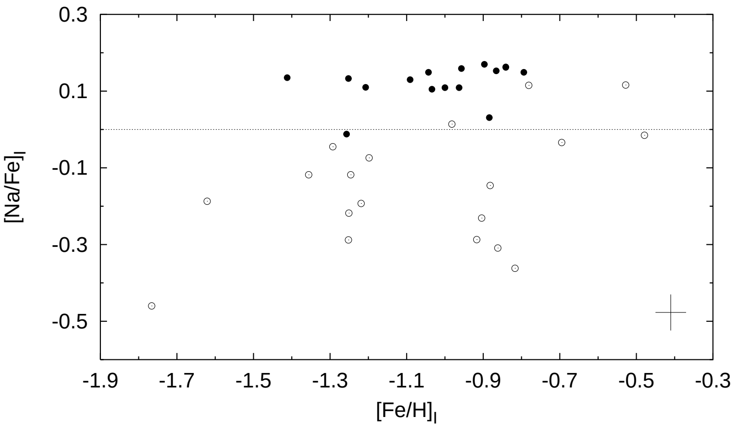


FIG. 4.15: Rapports [Na/Fe] en fonction de la métallicité.

Nous pouvons également remarquer, dans la figure 4.16, que le sodium et l'aluminium sont clairement corrélés. Ceci est compréhensible si l'on se réfère aux chaînes Ne→Na et Mg→Al accompagnant parfois le cycle CNO de la combustion de l'hydrogène. Dans les progéniteurs des étoiles de métallicité intermédiaire (mais surtout des Outer Halo), ces chaînes ont donc effectivement pu se produire.

La situation se complique si l'on essaie de comprendre le comportement des abondances de sodium en fonction de celles de carbone (voir figure 4.17). Il semblerait que, dans les étoiles du halo externe, le sodium soit anticorrélé au carbone. Ceci est à nouveau compréhensible si l'on se réfère à la chaîne Ne→Na produisant du sodium. Celle-ci accompagne en effet le cycle CNO qui, lui, produit de l'azote au détriment du carbone. Toutefois, nous observons deux “régions” dans le diagramme ([Na/Fe], [C/Fe]) où cette anticorrélation est trouvée. Les quantités produites de l'un et l'autre élément dépendraient donc d'un autre paramètre, comme par exemple des lieux de naissance différents pour ces étoiles. Pour les étoiles du disque épais, par contre, la quantité de sodium est à peu près constante, quelle que soit celle de carbone. La chaîne Ne→Na ne semble donc pas avoir été à l'œuvre dans la matière qui a donné naissance à ces étoiles.

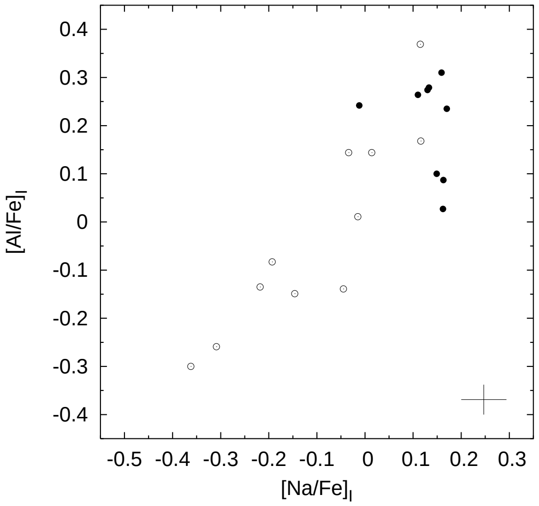


FIG. 4.16: Diagramme de corrélation des abondances relatives d'aluminium et de sodium.

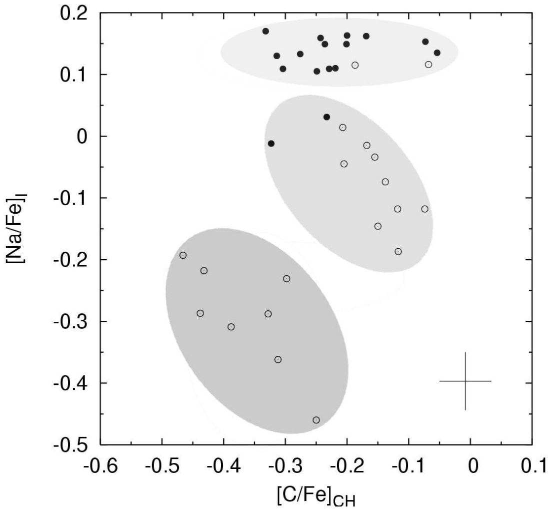


FIG. 4.17: Diagramme de corrélation des abondances relatives de sodium et de carbone. Trois zones sont décelables : deux dans lesquelles Na et C sont anticorrélés localement (en gris plus foncés) et une dans laquelle les abondances de sodium sont indépendantes des abondances en carbone (en gris plus clair).

La comparaison des abondances de sodium est très intéressante avec deux autres éléments, qui se révèlent être des éléments du pic du fer : le cobalt et le nickel. Alors que, pour les étoiles du disque épais, le nickel et le sodium sont confinés dans des gammes de [Ni/Fe] et [Na/Fe] assez restreintes, les abondances de l'un et l'autre s'étalent beaucoup plus dans les étoiles du halo externe et ce, de manière parfaitement corrélée (voir figure 4.18). De la même manière (mais cette fois sans pouvoir comparer avec les étoiles du disque épais), cobalt et sodium sont assez bien corrélés.

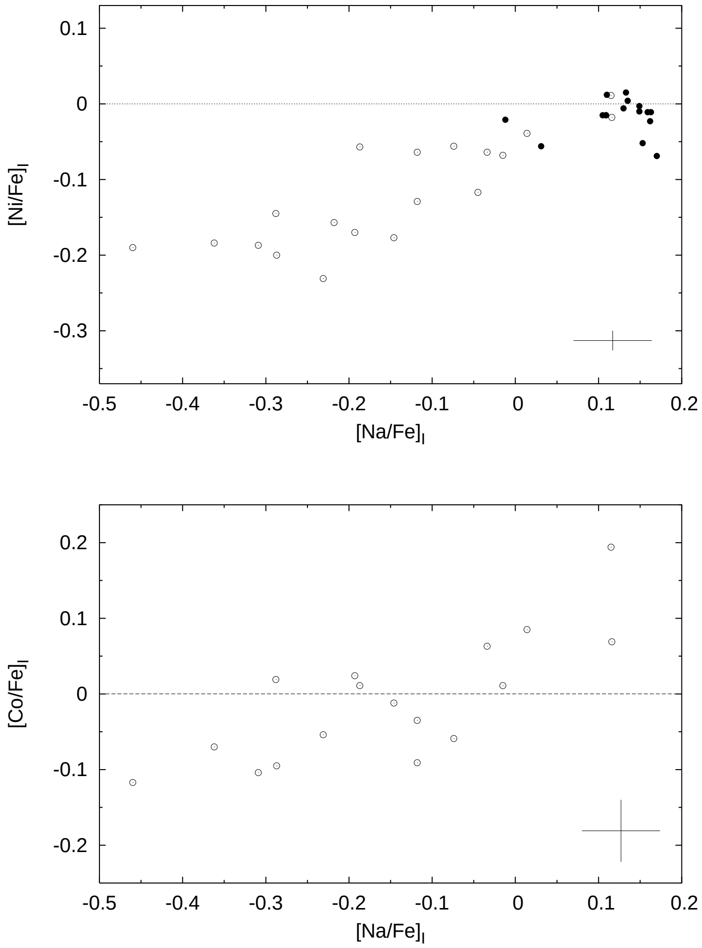


Fig. 4.18: Diagrammes de corrélation du nickel avec le sodium (gauche) et du cobalt avec le sodium (droite).

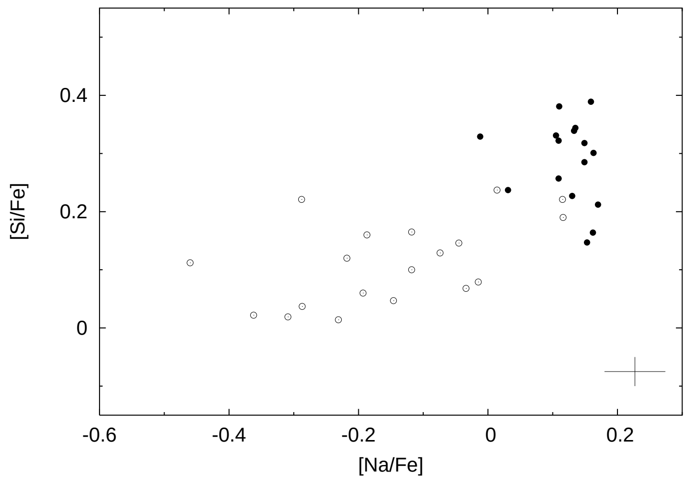


Fig. 4.19: Diagrammes de corrélation du silicium avec le sodium.

Finalement, le sodium est également corrélé avec des éléments-α. La figure 4.19 montre une corrélation avec le silicium. Il est en de même pour le magnésium et le titane (non illustrés), alors qu'avec le calcium, la corrélation est inexistante.

4.2.4 Eléments-*s*

Les éléments produits par capture lente de neutrons sur des éléments du pic du fer se divisent en deux groupes : les éléments-*s* légers et les éléments-*s* lourds. Dans les légers, nous retrouvons notamment le strontium, l'yttrium et le zirconium alors que les lourds sont représentés par le baryum, le lanthane et le cérium.

Eléments-*s* légers : Sr, Y, Zr

Une seule raie de strontium ionisé a pu être étudiée et ceci, dans 14 étoiles sur les 20 de l'échantillon d'étoiles Outer Halo, du fait de sa faible largeur équivalente. Par contre, sept belles raies d'yttrium ionisé ont pu être analysées.

L'un comme l'autre de ces deux éléments-*s* légers montrent des rapports [s/Fe] légèrement subsolaires en moyenne (voir figure 4.20 pour l'yttrium). Les étoiles les plus pauvres de l'échantillon semblent particulièrement déficientes en yttrium alors qu'une des plus riches en fer semble très surabondante. Peut-être celle-ci se trouve-t-elle dans un système binaire avec une ancienne étoile AGB qui lui aurait permis d'accréter une quantité plus importante de matière enrichie en éléments-*s* ? Le spectre de l'étoile ne nous permet pas de déceler un éventuel compagnon, mais s'il s'agissait d'une ancienne AGB devenue naine blanche, nous ne pourrions le détecter que par une variation de vitesse radiale de l'étoile observée. Nous avons voulu vérifier cette éventualité : la vitesse radiale donnée dans le catalogue SIMBAD [104] du centre de données de Strasbourg est de 154.2 km s^{-1} [63] alors que, via nos spectres, nous mesurons une vitesse radiale de 158.5 km s^{-1}. Nous pourrions donc effectivement conclure que la différence de vitesse radiale observée est le signe d'une variabilité. Cependant, une différence de quelques kilomètres par seconde à peine se retrouve également pour la plupart des étoiles de notre échantillon.

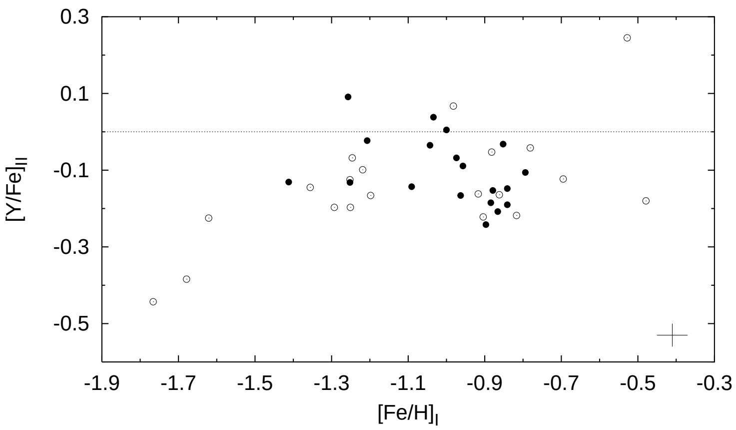


FIG. 4.20: Rapports [Y/Fe] en fonction de la métallicité.

Comme l'avaient déjà soulevé Zhao & Magain [98] et Jehin *et al.* [43], le zirconium est nettement surabondant dans les étoiles pauvres en métaux. Nous montrons dans la figure 4.21 que cette propriété se retrouve indifféremment dans les étoiles du disque épais ou du halo externe. Le rapport des quantités de zirconium par rapport à celles d'yttrium est à peu près constant et positif en fonction de la métallicité (chutant cependant vers les métallicités plus élevées). Les deux éléments sont donc bien liés, signe d'une nucléosynthèse commune, mais le zirconium semble être produit en quantités beaucoup plus importantes dans les progéniteurs des étoiles étudiées.

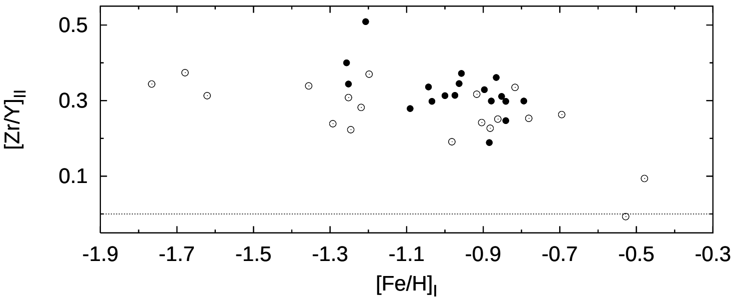


FIG. 4.21: Rapports [Zr/Y] en fonction de la métallicité.

Si l'on regarde maintenant les abondances d'yttrium en fonction de celles d'un élément-α comme le titane, nous nous trouvons face à la figure 4.22. Dans l'échantillon de Jehin *et al.*, les étoiles se scindaient en deux branches, ce qui avait donné naissance au scénario EASE [42].

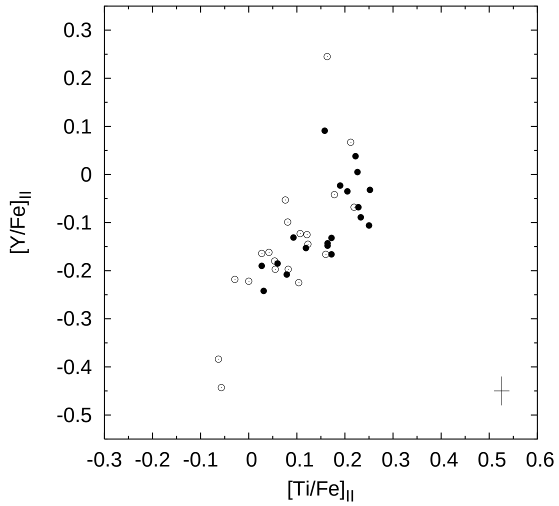


FIG. 4.22: Diagramme de corrélation des abondances relatives d'yttrium et de titane.

Nous voyons encore cette tendance, quoiqu'atténuée, dans les étoiles du disque épais alors qu'en considérant les étoiles du halo externe, elle disparaît quasiment. Une corrélation positive est trouvée entre les deux éléments (et entre ces deux types d'éléments, les autres spécimens nous donnant à peu près le même tableau), avec une plus grande gamme d'abondances pour les éléments-s. La quantité de tels éléments, fournis par des étoiles AGB, semble donc être soumise à un caractère beaucoup plus aléatoire que les quantités d'éléments-α fournies, elles, par des étoiles massives d'une génération nécessairement antérieure. En effet, les éléments-s peuvent avoir été accrétés plus tard dans la vie des étoiles que nous observons aujourd'hui dans le disque et le halo galactique, donc venir d'étoiles de générations antérieures aussi bien que d'étoiles de même génération qu'elles.

Eléments-s lourds : Ba, Ce

Pour cette catégorie d'éléments, deux raies de baryum et deux raies de cérium ont été analysées. Le baryum est un élément dont les raies présentent une structure hyperfine, mais relativement peu importante. Cependant, nous avons traité la raie à 6496.908 Å avec HFS étant donné la grande largeur équivalente de cette raie dans une majorité des étoiles étudiées. L'ajustement des raies solaires de baryum pose toujours quelques problèmes et les données HFS mesurées en laboratoire ne semble pas convenir totalement. Les raies solaires sont plus profondes que la structure hyperfine mesurée ne le laisserait penser. Le $\log gf$ que nous avons déduit est donc soumis à divers questionnements. Cependant, il n'est pas éloigné de la valeur déduite en l'absence d'HFS, ce qui conforte notre choix. L'accord des abondances obtenues avec cette raie et avec la raie à 5853.688 Å est d'ailleurs satisfaisant.

Comme le montre la figure 4.23, le baryum semble être sous-abondant dans les étoiles Outer Halo, alors qu'il est surabondant dans les étoiles de Jehin *al.*, même pour les deux étoiles particulières (bien que dans une moindre mesure). Il s'agit donc peut-être d'un artefact dû à des $\log gf$ erronés. Cependant, les raies analysées dans l'échantillon Outer Halo paraissent plus fiables que la raie utilisée par Jehin *et al.* [42]. La baryum est donc probablement déficient dans les étoiles Outer Halo, sans que nous puissions véritablement comparer ses abondances avec les étoiles du disque épais.

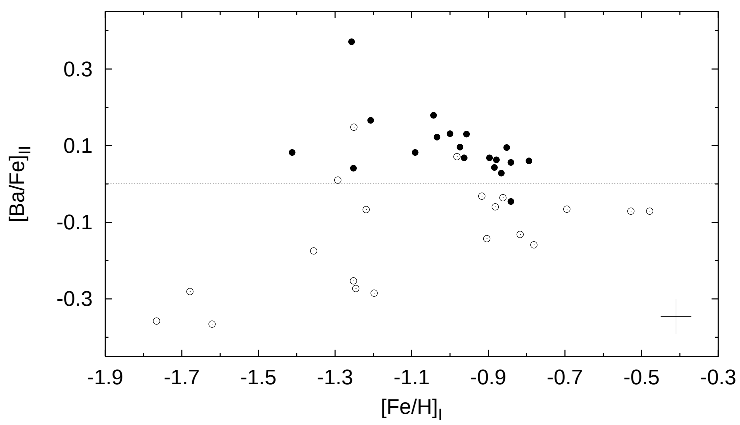


FIG. 4.23: Rapports [Ba/Fe] en fonction de la métallicité.

4.2.5 Eléments-*r*

L'élément le plus représentatif parmi ceux synthétisés par capture rapide de neutrons est l'europium. La raie la plus utilisée pour déduire des abondances de cet élément est la raie à 4129.724 Å, située dans une région assez encombrée du spectre. Elle présente une forte structure hyperfine [43]. Les deux isotopes impliqués (^{151}Eu et ^{153}Eu) ont été traités en répartition égale (dans le soleil, leurs proportions sont respectivement de 48 et 52%). Deux autres raies, situées à 6437.698 et 6645.127 Å, ont également été étudiées. Toutes deux sont faibles et la première a même dû être abandonnée. La deuxième a pu être mesurée dans huit étoiles et a plus servi de moyen de vérification de nos mesures (par comparaison avec la raie à 4129 Å, celle-ci s'étant révélée plus fiable) que de moyen de mesure à part entière.

Le samarium n'est observable dans les étoiles étudiées que par une raie, située à 4318.936 Å, dans l'aile de la raie H$_\gamma$ de l'hydrogène. Après avoir corrigé l'effet de cette dernière en déterminant un continu local, nous avons pu mesurer la raie de samarium dans 16 étoiles de l'échantillon.

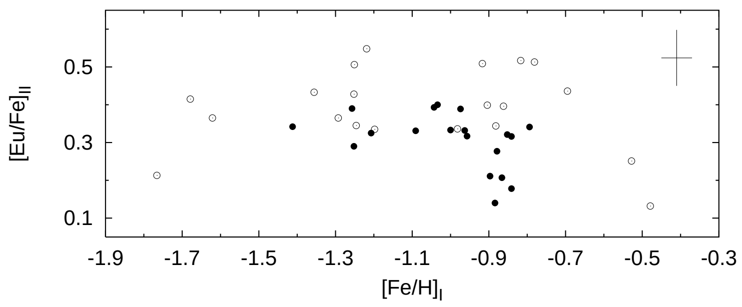


FIG. 4.24: Rapports [Eu/Fe] en fonction de la métallicité.

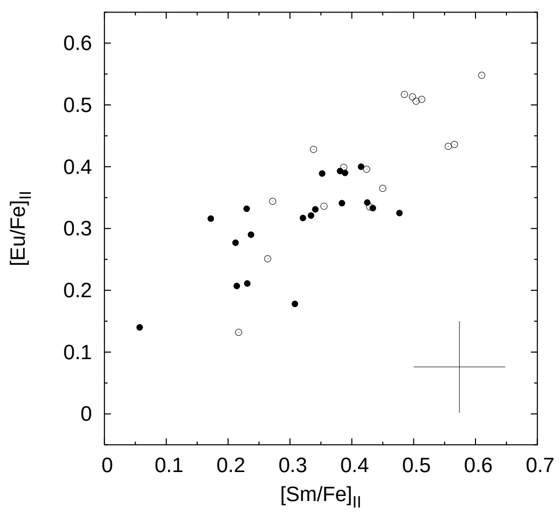


FIG. 4.25: Diagramme de corrélation des abondances de samarium et d'europium.

Les résultats obtenus pour le rapport [Eu/Fe] se trouvent dans la figure 4.24. On peut y voir que l'europium est, comme toujours dans les étoiles pauvres en métaux, surabondant. Cependant, nous pouvons ajouter qu'il est un peu plus surabondant, en moyenne, dans les étoiles du halo externe que dans les étoiles du disque épais. La figure 4.25 montre que les deux éléments-r considérés ici sont assez bien corrélés, indiquant une histoire commune, probablement dans les supernovæ de type II (nucléosynthèse explosive).

La figure 4.26 donne une idée de la proportion d'éléments-s et -r dans les étoiles étudiées. En effet, le rapport [Ba/Eu] est généralement utilisé à cette fin. Nous pouvons y déceler une préférence pour les éléments-r dans les étoiles du halo externe, par rapport aux étoiles du disque épais présentant un rapport [Ba/Eu] plus élevé.

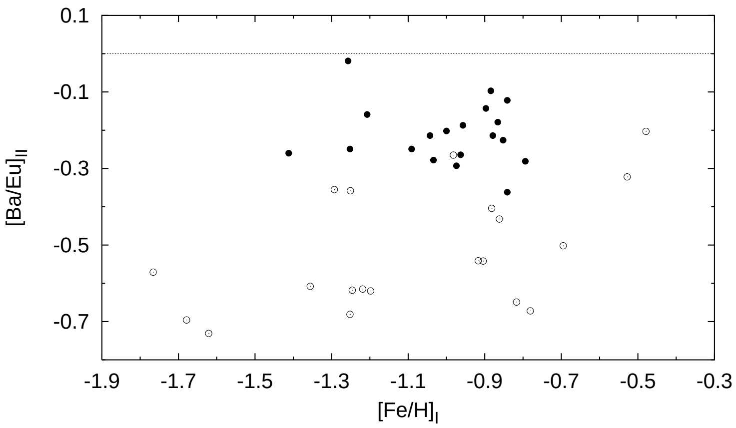


FIG. 4.26: Rapports [Ba/Eu] en fonction de la métallicité.

4.2.6 Autres éléments lourds

A côté des éléments plus lourds que le fer rangés dans des catégories bien particulières, d'autres éléments sont formés dans les étoiles. Parmi ceux-ci, nous avons pu étudier le cuivre grâce à une raie située à 5105.545 Å. La structure hyperfine assez importante pour cet élément a été prise en compte dans le traitement. Elle comporte 18 composantes au total [12] pour les deux isotopes en jeu, ^{63}Cu et ^{65}Cu, dont la répartition solaire est de 68.94% et 31.06% respectivement. La répartition des intensités relatives des différentes composantes est présentée dans la figure 4.27. L'abondance de cuivre a finalement pu être déduite pour 16 étoiles de l'échantillon Outer Halo.

Le rapport [Cu/Fe] est, en moyenne, subsolaire dans les étoiles du halo externe (voir figure 4.28). Seules les quatre étoiles de métallicité plus élevée ont un rapport positif. Une tendance se dégage en effet, nous indiquant que les abondances relatives de cuivre sont croissantes avec la métallicité. Toutefois, une grande dispersion est observée. Malgré celle-ci, on peut également constater que les abondances de cuivre sont assez bien corrélées avec tous les éléments du pic du fer ou même d'autres éléments tels que le sodium ou l'aluminium (voir figures 4.30 et 4.29).

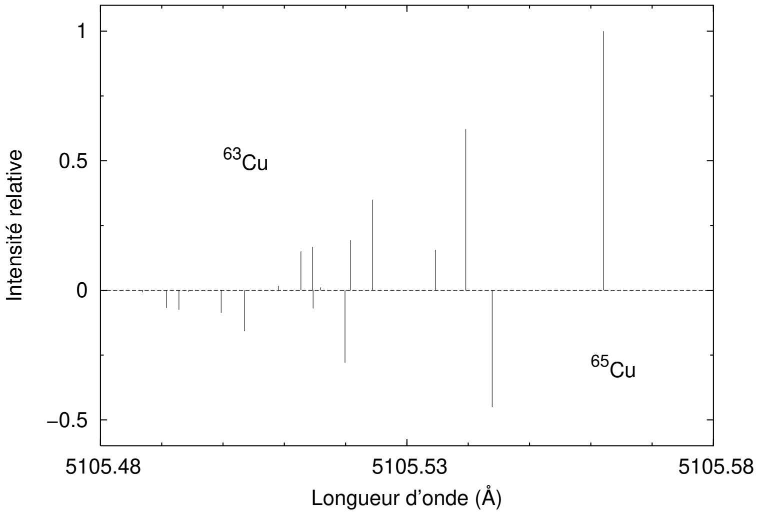


FIG. 4.27: Intensités relatives des différentes composantes de structure hyperfine intervenant dans la raie de cuivre située à 5105.545 Å. Deux isotopes sont présents. Les intensités de l'isoptope 65 ont subi un changement de signe afin d'assurer une meilleure visibilité de la figure.

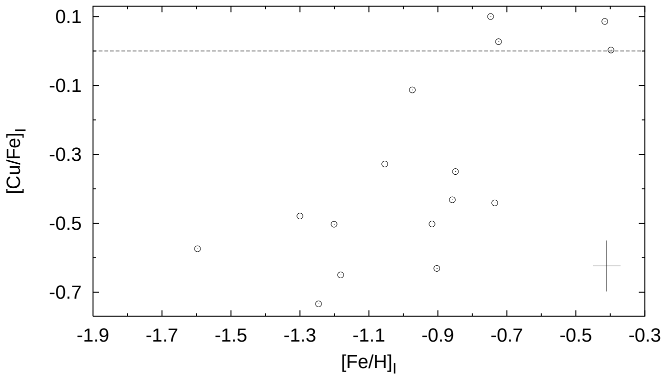


FIG. 4.28: Rapports [Cu/Fe] en fonction de la métallicité.

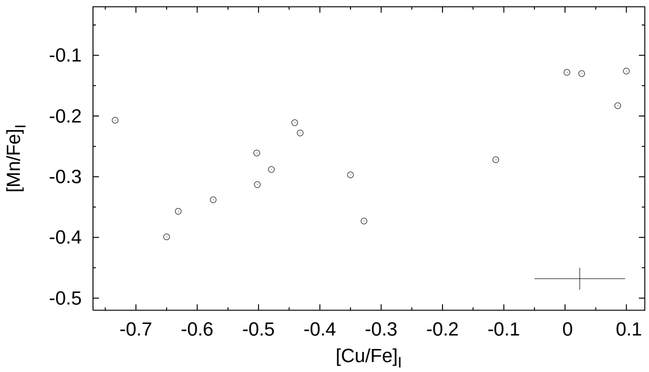


FIG. 4.29: Diagrammes de corrélation pour le manganèse et le cuivre.

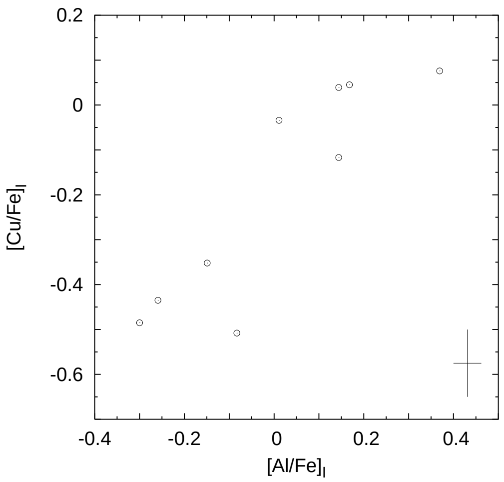


FIG. 4.30: Diagrammes de corrélation pour l'aluminium et le cuivre.

4.3 Les corrélations d'abondances vues sous un autre angle

C'est en regardant les résultats sous un autre angle que se dégagent parfois des effets surprenants. Ainsi, par exemple, nous avons vu que l'europium est surabondant par rapport au fer dans toutes les étoiles pauvres en métaux, mais le semble encore davantage dans les étoiles du halo externe.

Si l'on regarde les abondances relatives d'europium en fonction de celles de titane (voir figure 4.31, gauche), on peut mieux se rendre compte de ce résultat. Dans les étoiles du disque épais, l'europium et le titane sont corrélés, nous montrant l'origine commune des éléments-α et des éléments-r (probabalement dans les supernovæ de type II). Dans les étoiles du halo externe, l'europium est surabondant par rapport à cette corrélation *normale*, typique du disque épais et du halo interne. Pour un même rapport [Ti/Fe], une quantité plus importante d'éléments-r a donc été produite dans la matière qui a formé les étoiles du halo externe.

Pour le nickel, le même genre de constatations peut être mené (voir figure 4.31, droite) : une légère corrélation est trouvée dans les étoiles du disque épais alors que, dans les étoiles du halo externe, les abondances relatives de nickel sont généralement plus basses, par rapport à la corrélation trouvée dans les étoiles du disque épais.

L'analyse des "distances" δ (voir figure 4.31, gauche) entre les points représentatifs des étoiles du halo externe dans ces diagrammes de corrélation et les droites de régression ajustées parmi les étoiles du disque épais se révèle très intéressante. Ainsi, la comparaison des distances entre les abondances d'europium et de titane δ_{EuTi} et les abondances de nickel et de titane δ_{NiTi} (voir figure 4.32) montre une nette anticorrélation. Ceci veut donc dire que, dans les étoiles du halo externe, plus une étoile est surabondante en europium (par rapport à la corrélation habituelle entre europium et titane), plus elle est déficiente en nickel (par rapport à la corrélation entre nickel et titane).

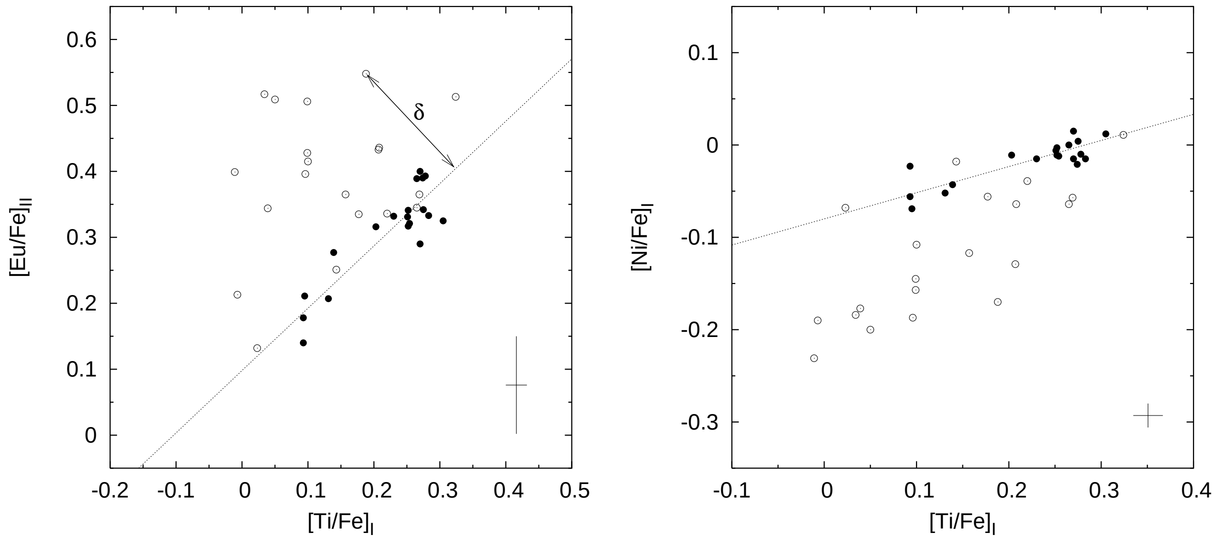


FIG. 4.31: (Gauche) Diagramme de corrélation des abondances relatives d'europium et de titane. Une droite est ajustée parmi les étoiles du disque épais. Le symbole δ représente la distance entre les points représentatifs des étoiles du halo externe et cette droite. (Droite) Diagramme de corrélation des abondances relatives de nickel et de titane. Une droite est également ajustée parmi les étoiles du disque épais.

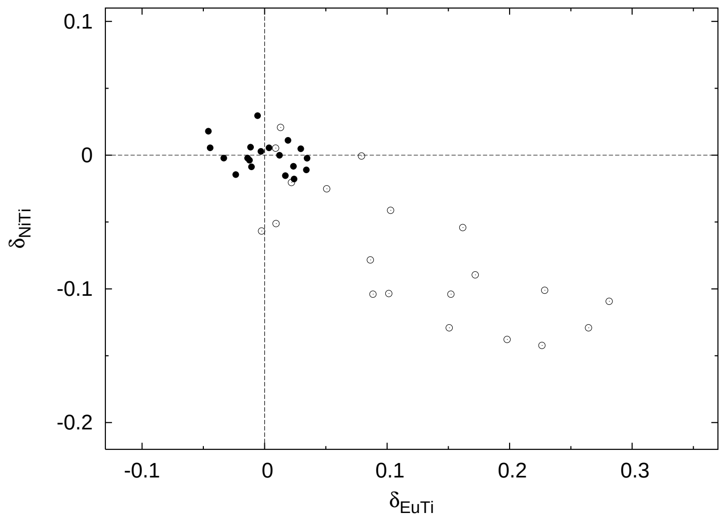


FIG. 4.32: Comparaison des distances δ obtenues dans les diagrammes de corrélation entre, d'une part, les abondances d'europium et de titane (voir figure 4.31, gauche) et, d'autre part, les abondances de nickel et de titane (voir figure 4.31, droite).

Par ailleurs, nous avons observé une déficience du silicium (ou une surabondance du calcium) dans les étoiles du halo externe par rapport à la corrélation Si-Ca des étoiles du disque (voir figure 4.13). Une analyse des distances dans ce diagramme, identique à celle explicitée ci-dessus pour l'europium, le nickel et le titane, montre également (voir figure 4.33) que plus l'étoile du halo externe est déficiente en nickel, plus elle est déficiente en silicium ou surabondante en calcium (par rapport à la corrélation Si-Ca trouvée dans les étoiles du disque).

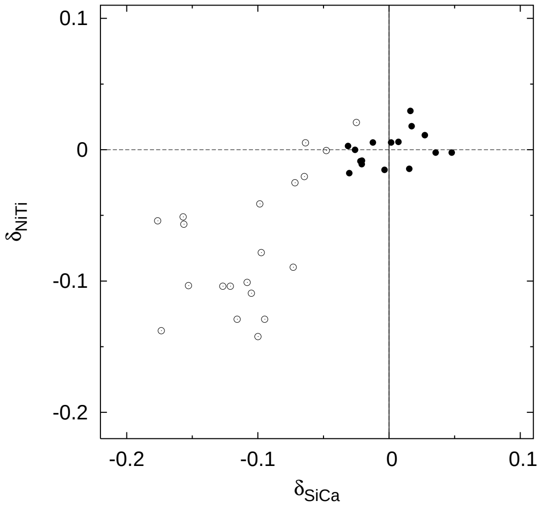


FIG. 4.33: Comparaison des distances δ obtenues dans les diagrammes de corrélation entre, d'une part, les abondances de silicium et de calcium et, d'autre part, les abondances de nickel et de titane.

D'autre part, nous trouvons également une anticorrélation entre les distances calculées dans le diagramme de corrélation ([Eu/Fe], [Ti/Fe]) et les abondances relatives de sodium elles-mêmes (voir figure 4.34).

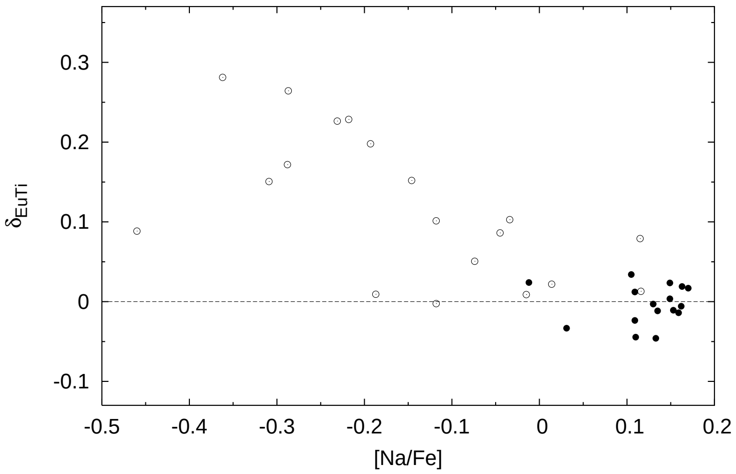


FIG. 4.34: Distances δ obtenues dans le diagrammes de corrélation entre les abondances d'europium et de titane en fonction des abondances relatives de sodium.

Au vu de ces dernières constatations, nous pouvons conclure que les étoiles du halo externe ont subi une nucléosynthèse différente de celle des étoiles du disque épais ou du halo interne, pour lesquels une plus grande homogénéité est d'ailleurs constatée. En effet, dans celles-ci, de nettes corrélations sont trouvées parmi un grand nombre d'éléments : corrélations parfaites entre éléments-α, corrélations entre éléments-r et éléments-α, corrélations entre éléments du pic du fer, etc.

Par contre, dans les étoiles du halo externe, de plus larges dispersions apparaissent, nous indiquant déjà des origines plus diverses (les erreurs étant du même ordre de grandeur dans les deux échantillons d'étoiles, les dispersions dans celui d'étoiles du halo externe sont bien réelles et non dues à des incertitudes d'analyse). Cependant, des indices de la nucléosynthèse ayant pris place dans la matière qui leur a donné naissance sont décelables. Lorsque les éléments-r sont de plus en plus produits, le nickel est de plus en plus déficient. On pourrait donc croire que la capture rapide de neutrons nécessaires à cette production d'éléments-r se fait sur base de noyaux de nickel, plutôt que de fer comme on le pense généralement. Toutefois, une autre interprétation de ces résultats sera proposée au Chapitre 5, après analyse cinématique des étoiles étudiées. La surproduction d'europium, un des éléments les plus lourds trouvés dans les étoiles, s'accompagne également d'une déficience en sodium, un élément très léger, situé à l'autre bout du tableau périodique des éléments. Le sodium est, quant à lui, corrélé à l'aluminium, comme le laissent présager les chaînes théoriques de combustion accompagnant la combustion de l'hydrogène, alors que celles-ci ne sont pas vraiment vérifiables dans les étoiles du disque épais ou du halo interne (voir Chapitre 3). Tout ceci nous porte à croire que les étoiles du halo externe ont effectivement bien eu une histoire nucléosynthétique différente des étoiles du disque épais ou du halo interne qui, elles, seraient nées dans des proto-amas de la Galaxie. Leur cinématique, étudiée au chapitre suivant, nous apportera peut-être d'autres clefs.

Chapitre 5

Etude cinématique

Dans ce chapitre, nous exposons l'étude cinématique réalisée sur les deux échantillons d'étoiles étudiées ainsi que les liens possibles entre les abondances et la cinématique de ces étoiles.

5.1 Positions, vitesses et orbites des étoiles

Le critère qui a présidé à la sélection des étoiles de l'échantillon Outer Halo était cinématique. En effet, les deux étoiles aux abondances particulières de l'échantillon de Jehin *et al.* possèdent des cinématiques typiques du halo galactique : une vitesse rétrograde (par rapport au mouvement d'ensemble de la Galaxie) et une excentricité plus proche de l'unité que ses comparses appartenant plus probablement au disque épais.

Les étoiles du second échantillon ont ainsi été choisies sur base de leur cinématique indiquant une appartenance au Halo Externe (ou en tout cas au halo dans sa globalité) de la Galaxie. Les caractéristiques observables liées à la cinématique des deux échantillons d'étoiles sont reprises dans le tableau 5.1. Elles proviennent de la littérature [27, 38, 44, 48, 63, 69, 71, 74, 96] et nous ont permis de déterminer les positions et vitesses actuelles des étoiles étudiées.

Les grandeurs cinématiques observées ont été transformées en grandeurs liées à un référentiel galactique (coordonnées cartésiennes galactocentriques) grâce à un programme de M. Odenkirchen (communication privée). Ce référentiel possède un premier axe pointant vers le centre galactique (X), un deuxième dans le sens de la rotation galactique (Y) et un troisième pointant vers le pôle nord galactique (Z). Dans ce référentiel, les vitesses des étoiles ou autres objets sont décomposées selon les axes X, Y, et Z en composantes de vitesse U, V et W, respectivement.

Grâce à ces coordonnées et vitesses et à l'aide d'un potentiel modélisant le champ gravitationnel de la Galaxie, on peut obtenir une idée de l'orbite d'une étoile au sein de la Galaxie. Ce calcul est cependant soumis à diverses incertitudes, par exemple lors de la traversée du plan galactique où les étoiles du disque peuvent perturber la trajectoire initiale de l'objet étudié. Nous avons toutefois calculé les orbites des étoiles de nos deux échantillons à l'aide d'un programme également fourni par M. Odenkirchen. Celui-ci résout les équations du mouvement basées sur le potentiel gravifique de la Galaxie proposé par Allen & Santillan [2]. Les résultats obtenus sont repris dans le tableau 5.2.

ID	Nom	α (hhmmss)	δ (ddmmss)	π (mas)	ρ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	μ_α ($\mathrm{mas\,yr^{-1}}$)	μ_δ ($\mathrm{mas\,yr^{-1}}$)
1	HD22879	03 40 22.1	−03 13 01	41.07	+114.2	+689.61	−214.32
2	HD25704	04 01 44.6	−57 12 25	19.02	+52.0	+347.25	+413.51
3	HD59984	07 32 05.8	−08 52 53	33.40	+54.8	−92.20	−167.52
4	HD61902	07 38 53.7	−51 05 00	12.01	+77.0	−12.86	−201.75
5	HD63077	07 45 35.0	−34 10 21	65.79	+102.6	−220.79	+1722.68
6	HD63598	07 48 53.6	−24 58 24	20.14	+87.2	+152.49	−239.09
7	HD76932	08 58 43.9	−16 07 58	46.90	+120.8	+244.32	+213.44
8	HD78747	09 07 56.6	−50 28 57	25.16	−4.0	−64.62	−132.59
9	HD79601	09 13 44.6	−42 18 38	18.66	+39.2	−157.82	− 56.85
10	HD97320	11 11 00.7	−65 25 38	17.77	+51.1	+159.19	−201.27
11	HD111971	12 53 42.5	−57 39 23	15.34	−16.0	−45.01	+79.26
12	HD126793	14 30 12.7	−62 51 45	17.71	−9.6	−12.45	−64.29
13	HD134169	15 08 18.1	+03 55 50	16.80	+18.8	+0.71	−14.74
14	HD152924	17 00 46.3	−64 33 01	13.72	+31.3	−63.25	+17.68
15	HD189558	20 01 00.3	−12 15 20	14.76	−14.7	−309.16	−365.29
16	HD193901	20 23 35.9	−21 22 14	22.88	−172.0	+539.78	−1056.00
17	HD194598	20 26 11.9	+09 27 00	17.94	−246.3	+117.91	−549.75
18	HD196892	20 40 49.4	−18 47 33	15.78	−30.0	+44.38	−428.55
19	HD199289	20 58 08.5	−48 12 13	18.94	−6.3	+169.40	−283.37
20	HD203608	21 26 26.6	−65 21 58	108.50	−30.2	+81.08	+800.73
21	HD215257	22 43 50.7	+03 53 13	23.66	−33.8	+150.64	+331.61
1	G046-031	09 17 04.0	+03 01 30	3.79	+224.3	+48.78	−287.39
2	G159-050	02 14 40.3	−01 12 05	16.17	+19.2	+994.64	−80.42
3	HD123505	14 10 02.7	−61 31 18	20.95	+40.7	−460.11	−644.74
4	G082-005	04 14 58.1	−05 37 49	24.27	+295.7	+592.25	+197.60
5	CD−292277	05 28 50.9	−29 53 48	7.69	+537.0	+375.48	−272.82
6	G112-043	07 43 44.0	−00 04 01	3.08	−84.0	−185.14	−304.68
8	CD−571633	07 06 29.0	−57 27 29	10.68	+261.0	−93.64	+691.19
9	CD−514628	10 17 14.9	−52 29 19	7.68	+195.6	+408.34	+3.51
10	G066-022	14 43 18.0	+05 49 40	11.38	−145.0	−898.40	+1.74
12	CD−453283	07 34 18.6	−45 16 43	15.32	+317.4	−311.90	+439.82
13	G015-013	15 12 32.4	+06 01 44	7.96	+218.8	−449.82	−659.24
15	HD163810	17 58 38.5	−13 05 50	11.88	+191.0	−456.50	−733.98
16	CD−436810	11 08 40.1	−44 15 34	6.83	+154.2	−27.20	−235.12
17	CD−610282	01 36 05.9	−61 05 04	11.63	+226.8	−78.73	−675.83
18	HD224618	23 59 27.9	−16 56 41	24.00	−42.8	+1127.80	−52.00
19	G099-031	05 44 56.8	+09 14 32	44.67	−4.0	+38.91	−703.76
20	HD284248	04 14 35.5	+22 21 04	12.84	+339.0	+425.52	−301.95
21	G112-044	07 43 44.1	−00 03 49	10.58	−84.0	−175.12	−294.77

TAB. 5.1: Observables cinématiques des étoiles des deux échantillons étudiés : ascension droite α en heures, minutes, secondes ; déclinaison δ en degrés, minutes, secondes ; parallaxe π en milli-arcsecondes ; vitesse radiale ρ en kilomètres par seconde ; mouvements propres en ascension droite et en déclinaison en milli-arcsecondes par an.

ID	U (km s^{-1})	V (km s^{-1})	W (km s^{-1})	$\lvert Z_{max}\rvert$ (kpc)	R_{min} (kpc)	R_{max} (kpc)	Exc
1	−95.37	140.30	−33.59	0.475	3.506	9.298	0.452
2	−119.36	161.72	0.66	0.044	4.033	10.319	0.438
3	−19.16	174.69	−10.90	0.118	5.280	8.099	0.211
4	71.55	152.81	−49.83	0.812	4.093	8.877	0.369
5	−135.95	167.29	46.19	0.852	4.108	11.299	0.467
6	27.03	116.86	10.30	0.112	2.882	8.112	0.476
7	−38.73	133.76	77.29	1.557	3.690	8.229	0.381
8	20.09	230.38	−18.51	0.222	7.733	9.146	0.084
9	−10.10	184.60	−28.75	0.350	5.852	8.026	0.157
10	83.66	203.84	−30.36	0.434	5.760	10.148	0.276
11	−11.41	232.99	30.26	0.397	7.904	9.133	0.072
12	−3.87	226.01	−7.17	0.077	7.950	8.427	0.029
13	24.39	223.09	19.81	0.241	7.492	8.786	0.079
14	34.97	198.99	20.57	0.240	6.277	8.428	0.146
15	83.82	97.00	51.12	0.971	2.178	8.733	0.601
16	−146.01	−20.45	−65.16	6.992	0.281	10.321	0.947
17	−65.26	−50.60	−23.62	0.447	0.903	8.367	0.805
18	12.08	96.66	−25.94	0.342	2.222	7.967	0.564
19	−30.37	157.33	−17.65	0.202	4.420	8.115	0.295
20	−3.29	269.31	13.20	0.185	7.992	12.526	0.221
21	−55.34	241.88	51.07	0.953	7.283	11.293	0.216
1	92.15	−194.59	20.96	0.356	5.591	10.235	0.293
2	−191.39	22.66	72.90	7.271	0.326	12.430	0.949
3	−68.77	99.24	−100.88	3.338	2.418	8.554	0.559
4	−274.26	104.55	−76.00	3.204	1.878	20.911	0.835
5	−137.93	−353.49	−108.35	8.517	7.125	44.596	0.724
6	178.31	−1.64	−470.64	167.771	0.183	167.664	0.998
8	−303.64	−27.87	−31.49	11.899	0.310	22.013	0.972
9	249.05	80.35	160.94	12.423	1.534	20.823	0.863
10	−305.54	−20.02	43.56	16.931	0.249	22.275	0.978
12	−214.95	−38.83	−83.38	7.543	0.532	14.138	0.927
13	220.42	−226.88	165.39	13.164	4.714	30.221	0.730
15	282.58	−57.73	39.54	9.243	0.853	19.412	0.916
16	102.79	53.50	−105.21	5.008	0.921	9.724	0.827
17	248.71	−38.51	−34.81	8.481	0.577	15.643	0.929
18	−183.57	106.68	1.94	0.060	2.125	12.150	0.702
19	38.93	164.28	−25.24	0.307	4.722	8.304	0.275
20	−342.91	80.20	−72.95	12.436	1.240	33.539	0.929
21	104.09	198.16	−137.95	5.108	5.664	12.916	0.390

TAB. 5.2: Caractéristiques cinématiques calculées dans les deux échantillons d'étoiles : vitesses dans le référentiel galactocentrique U, V et W en kilomètres par seconde ; distance maximale Z_{max} au-dessus du plan galactique, distances périgalactiques (R_{min}) et apogalactiques (R_{max}) en kiloparsecs et excentricité de l'orbite.

Pour les étoiles de Jehin *et al.*, des orbites avaient été calculées à l'aide d'un modèle construit par F. Bancken [8] dont le code n'a pu être réutilisé pour les étoiles Outer Halo. Par souci de cohérence, nous avons donc recalculé également les orbites des étoiles du premier échantillon, bien que les résultats se soient finalement révélés très similaires. Pour les étoiles numérotées 7 et 11 dans l'échantillon Outer Halo, la parallaxe est inconnue à ce jour et l'orbite n'a donc pas pu être calculée.

Dans la figure 5.1, nous pouvons voir la répartition des étoiles des deux échantillons dans un diagramme de Toomre. Celui-ci reprend en abscisses la vitesse de l'étoile dans le sens de rotation de la Galaxie, corrigée du mouvement d'ensemble de celle-ci (V $\simeq$ +220 km s^{-1}). Nous nous trouvons alors dans un référentiel appelé "LSR" pour *local standard of rest*. En ordonnées du diagramme, nous retrouvons la somme quadratique des deux autres composantes de la vitesse. Nous pouvons voir que les étoiles de l'échantillon Outer Halo ont bien des vitesses plus "extrêmes" (ou externes) que les étoiles de l'échantillon de Jehin *et al.*, à l'exception de l'étoile 19 (G 099-031), qui se trouve à l'intérieur du cercle de vitesse totale $\mathrm{V_{tot}} = 100$ km s^{-1}, avec :

$$V_{\mathrm{tot}} = (\mathrm{U}^2_{\mathrm{LSR}} + \mathrm{V}^2_{\mathrm{LSR}} + \mathrm{W}^2_{\mathrm{LSR}})^{1/2} \tag{5.1}$$

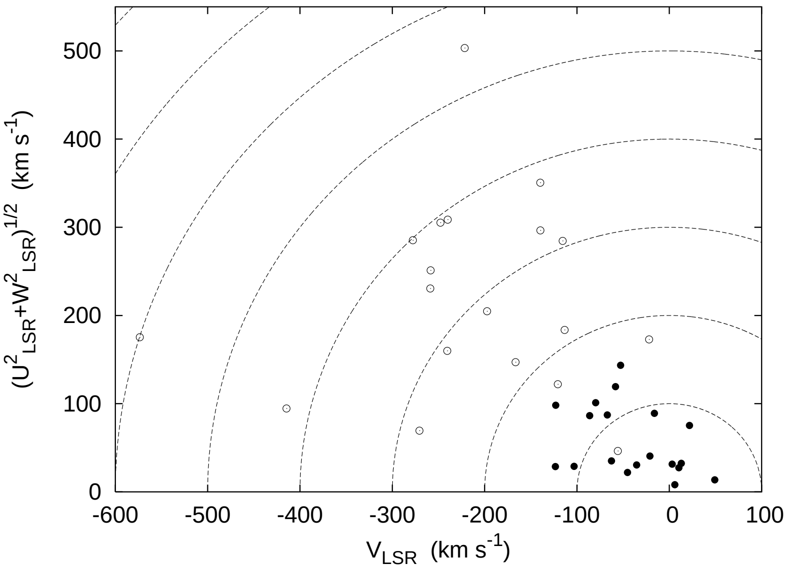


FIG. 5.1: Diagramme de Toomre pour les étoiles des deux échantillons étudiés. Les composantes $\mathrm{V_{LSR}}$ et (U, W) des vitesses sont reprises en abscisses et en ordonnées respectivement. Des cercles isocinétiques de vitesses totales égales aux multiples de 100 km s^{-1} sont également tracés.

Si l'on se réfère à une classification en ellipsoïdes de vitesses telles qu'elles sont par exemple décrites dans Venn *et al.* [91] (d'après [22,24,29,84]), nous pouvons également constater que cette étoile appartient effectivement au disque épais, et non au halo.

Dans cette classification, les étoiles de $\mathrm{V_{LSR}} < -420$ km s^{-1} sont écartées du halo "normal" ainsi que celles de T $>$ 340 km s^{-1}, où T $= (U^2 + W^2)^{1/2}$. Dans l'échantillon Outer Halo, les étoiles 5 et 13 sont ainsi notées comme étoiles extrêmes du halo en V et les étoiles 6, 8, 9, 10, 15 et 20 comme étoiles extrêmes du halo en T. Les autres (1, 2, 3, 4, 12, 16, 17, 18 et 21) y sont donc des étoiles "normales" du halo, ou plutôt du halo interne. Selon cette classification toujours, les étoiles de Jehin *et al.* sont quasi toutes attribuables au disque épais (avec, pour certaines, un doute pouvant les faire appartenir au halo interne). Les deux étoiles "particulières" en abondances (16 et 17 de l'échantillon d'étoiles de Jehin *et al.*) appartiennent, quant à elles, sans nul doute au halo interne, de même que la 15 et probablement la 18. Quelques étoiles (8, 12, 13, 20) pourraient, en outre, appartenir au disque mince plutôt qu'au disque épais.

Les orbites calculées pour les étoiles de nos deux échantillons nous permettent une visualisation différente de leurs caractéristiques cinématiques. Celles-ci ont été calculées depuis les positions et vitesses actuelles des étoiles jusqu'au temps t égal à dix milliards d'années (tout en sachant que durant autant de temps, le potentiel gravifique de la Galaxie aura bien pu changer et les orbites auront pu être perturbées par de nombreux événements...).

Dans le premier échantillon, toutes les étoiles (à l'exception des deux étoiles particulières en abondances) parcourent une trajectoire fermée et confinée dans une "boîte" (nous nous référons pour ces termes à la classification d'orbites de Schuster & Allen [80]) de hauteur Z petite (rarement supérieure à 1 kpc) et de R_{max} petit (rarement supérieur à 10 kpc). Les deux étoiles particulières ont, par contre, une trajectoire plus chaotique, d'excentricité proche de l'unité, avec un R_{max} plus grand et un R_{min} plus petit (trahissant donc une plus grande approche du centre galactique).

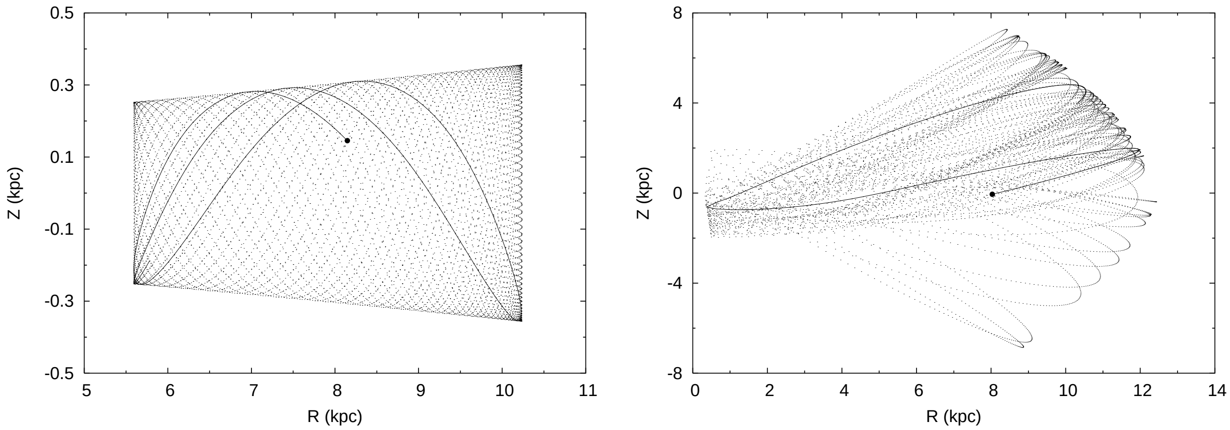


FIG. 5.2: Orbites des deux premières étoiles de l'échantillon Outer Halo, G 046-031 (gauche) et G 159-050 (droite), projetées dans le plan (R,Z). R est le rayon galactocentrique de l'orbite et Z la distance de l'étoile au plan galactique au moment t (tous deux en kiloparsecs). L'orbite est calculée depuis t=0 yr (position actuelle de l'étoile, dans le voisinage solaire) jusque t=10^9 yr par pas de 10^6 yr. Le gros point indique la position actuelle de l'étoile (t=0) tandis qu'une ligne en traits pleins indique sa trajectoire future dans les 200 prochains millions d'années. La première étoile montre une trajectoire en "boîte" alors que la deuxième, une trajectoire typique du halo, plus excentrique et chaotique.

Dans le second échantillon d'étoiles, les orbites sont semblables à celles des deux étoiles particulières du premier échantillon. Les étoiles 1, 18 et 19 (dont nous avions déjà soupçonné l'appartenance au disque épais grâce au diagramme de Toomre) montrent cependant une orbite de type "boîte" également. Les étoiles 1 et 19 ont aussi des orbites peu excentriques. Ces étoiles s'éloignent donc de l'objectif initial de l'étude du second échantillon. A titre d'exemple, deux orbites typiques (boîte et "out") sont dessinées dans les figures 5.2, 5.3 et 5.4.

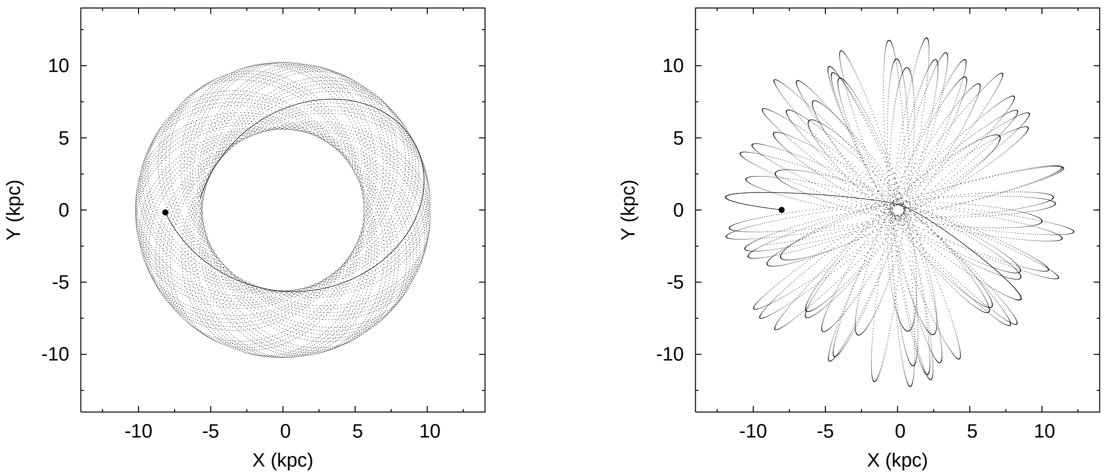


Fig. 5.3: Orbites des deux premières étoiles de l'échantillon Outer Halo, G 046-031 (gauche) et G 159-050 (droite), projetées dans le plan (X,Y). Les tracés sont obtenus de la même manière que pour la figure 5.2.

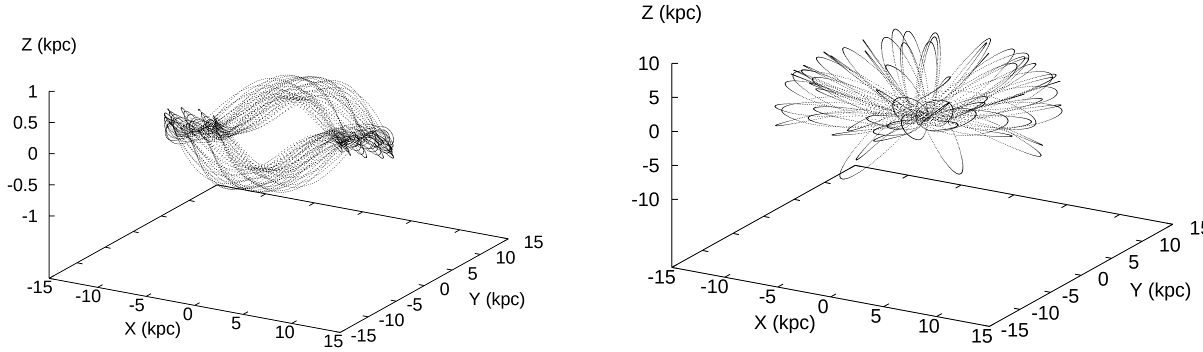


Fig. 5.4: Orbites des deux premières étoiles de l'échantillon Outer Halo, G 046-031 (gauche) et G 159-050 (droite) en "trois dimensions" (X,Y,Z). Comme pour la figure 5.3, nous pouvons voir que la première étoile est confinée dans un tore alors que la seconde a une orbite plus excentrique. La différence d'échelle en Z est à noter (celle-ci étant encore bien plus grande pour d'autres étoiles de l'échantillon Outer Halo).

Soulignons finalement, après examen de la figure 5.5, que les étoiles du disque épais (ou plutôt les étoiles ayant une orbite de type “boîte”, les étoiles 1, 18 et 19 de l’échantillon d’étoiles Outer Halo étant inclues) montrent une corrélation quasi parfaite entre la hauteur Z maximale atteinte par une étoile au-dessus (ou en-dessous) du plan galactique et sa composante de vitesse selon cette coordonnée verticale. Par contre, pour les étoiles ayant une orbite chaotique, cette relation disparaît, comme l’avaient déjà remarqué Schuster & Allen [80].

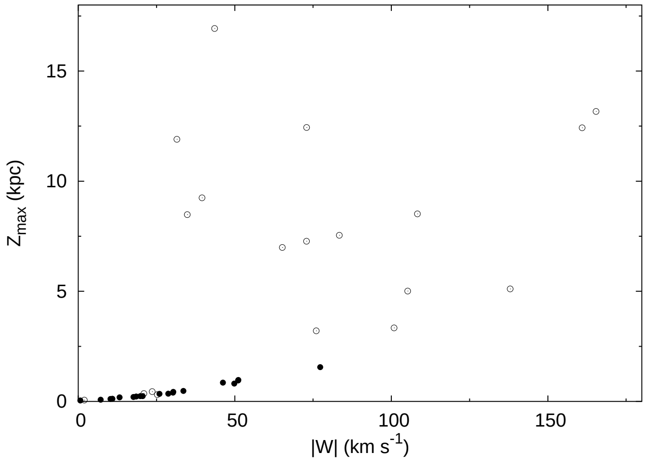


FIG. 5.5: Hauteur maximale Z_{max} atteinte par une étoile au-dessus du plan galactique, en fonction de la composante W de la vitesse (en valeur absolue), dans la direction perpendiculaire au plan galactique. L’étoile 6, dont les valeurs de Z_{max} et W sont situées bien au-delà des limites du graphique, n’est pas représentée.

5.2 Cinématique et abondances

Le premier diagramme de corrélation nous ayant fait apparaître une lien concret possible entre abondances et cinématique est celui des abondances relatives d’europium en fonction de celles de titane (voir section 4.3, figure 4.31, gauche). Ayant maintenant en main les caractéristiques cinématiques de nos étoiles, nous allons nous attarder sur les liens qu’elles entretiennent avec certains rapports d’abondances.

5.2.1 Abondances en éléments lourds et cinématique

La figure 5.6 reprend le diagramme de corrélation des abondances d’europium et de celles de titane. Les identifiants des étoiles Outer Halo, s’éloignant de la droite de corrélation trouvée parmi les étoiles de Jehin *et al.*, sont également indiqués. Cet éloignement est aussi symbolisé par un obscurcissement du diagramme, de plus en plus prononcé pour des étoiles dont la distance à la droite de corrélation est de plus en plus grande.

En examinant la figure 5.7, qui exprime la distance des étoiles à la droite de corrélation dans le diagramme ([Eu/Fe], [Ti/Fe]) en fonction de l’excentricité des étoiles, nous pouvons constater que cette distance peut atteindre des valeurs d’autant plus grandes (avec une dispersion grandissante

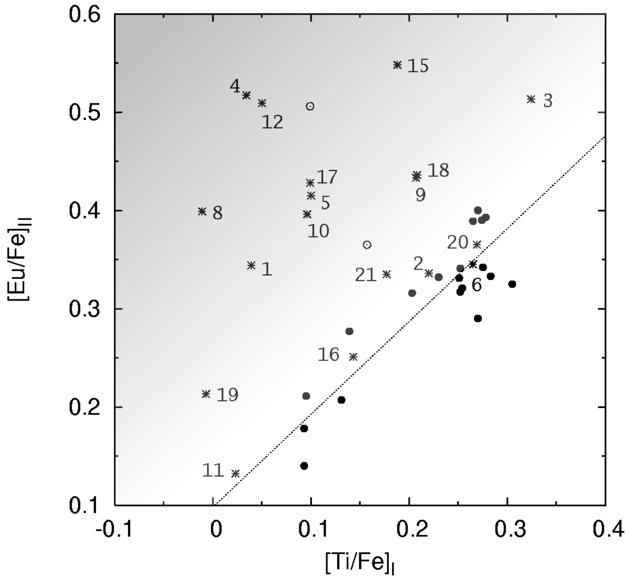


FIG. 5.6: Diagramme de corrélation entre abondances relatives d'europium et de titane. Les étoiles de l'échantillon Outer Halo sont ici symbolisées par des astérisques alors que les deux étoiles particulières du premier, non numérotées, le sont toujours par des cercles vides.

également) que l'excentricité de l'étoile est proche de l'unité. Deux étoiles de l'échantillon Outer Halo montrent cependant une distance δ_{EuTi} assez grande à relativement faible excentricité : il s'agit des étoiles 1 et 19 présentant toutes deux des orbites de type "boîte" et n'appartenant probablement pas à proprement parler au halo externe (en effet, cinématiquement, l'étoile 19 appartient sans nul doute au disque épais, tandis que l'étoile 1 montre toutefois une vitesse V très importante).

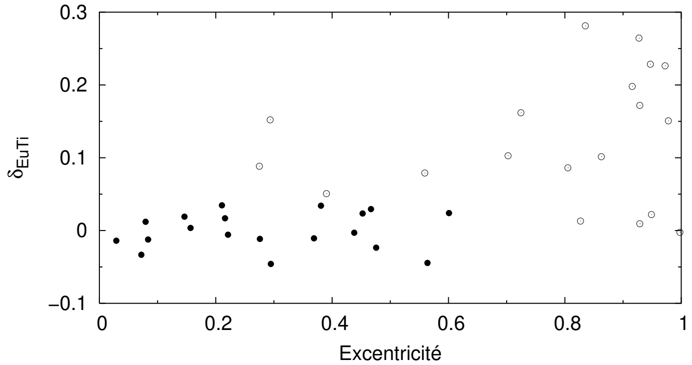


FIG. 5.7: Distances δ_{EuTi} mesurées entre les points représentatifs des étoiles dans le diagramme ([Ti/Fe],[Eu/Fe]) et la droite de corrélation trouvée dans ce même diagramme pour les étoiles du disque épais (voir figure 4.31, gauche), en fonction de l'excentricité de leur orbite.

Nous avons également voulu analyser les comportements des distances $\delta_{\rm EuTi}$ déterminées dans le diagramme ([Ti/Fe], [Eu/Fe]) en fonction des autres paramètres cinématiques (voir figures 5.8).

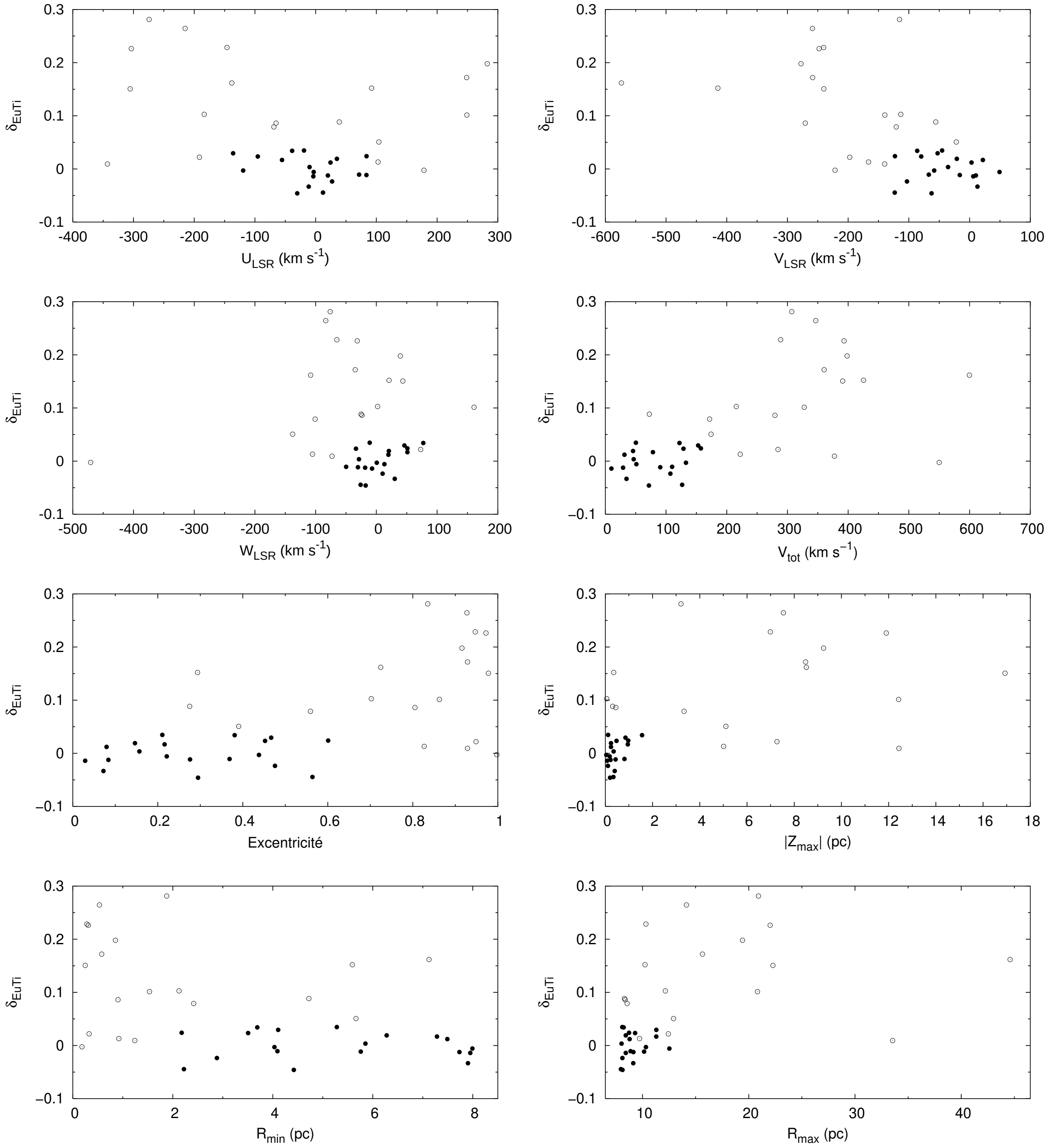


FIG. 5.8: Mêmes distances $\delta_{\rm EuTi}$ que dans la figure 5.7, en fonction des différents paramètres cinématiques des étoiles étudiées : les trois composantes de la vitesse (U, V et W), le module de la vitesse totale (V_{tot}), l'excentricité de l'orbite, la distance maximale atteinte au-dessus du plan galactique (Z_{max}) et les rayons minimal et maximal de l'orbite (R_{min} et R_{max}).

Dans le diagramme fournissant la distance δ_{EuTi} en fonction de la composante U de la vitesse (vitesse galactocentrique), nous apercevons une répartition en forme de ... U. Aucune des étoiles de vitesse U proche de zéro (étoiles du disque principalement, en rotation avec l'ensemble de celui-ci) ne s'éloigne significativement de la corrélation "normale" entre europium et titane.

Selon la composante V de la vitesse (allant dans le sens de la rotation du disque galactique), le même genre de constatation s'impose. Plus l'étoile s'éloigne de cette rotation galactique, plus la distance δ_{EuTi} a une valeur élevée. Cependant, des valeurs élevées d'abondances en europium peuvent être trouvées à des vitesses V pas ou peu rétrogrades ($V < 0$ km s^{-1} ou $V_{\mathrm{LSR}} < -220$ km s^{-1}).

En ce qui concerne la composante de vitesse W (vitesse perpendiculaire au plan galactique), aucune tendance claire ne s'observe. Il est à noter qu'une étoile possède une vitesse W très particulière (l'étoile 6) : cette étoile possède en effet l'orbite la plus extrême de l'échantillon. Les calculs d'orbite prédisent qu'elle n'effectuera que 5 ou 6 "tours" de la Galaxie pendant les 10 prochains milliards d'années quand les autres étoiles en effectueront des centaines. Cette étoile possède toutefois une abondance d'europium tout à fait "normale", sans surabondance par rapport à son abondance de titane, par exemple.

La figure exprimant la distance δ_{EuTi} en fonction du module de la vitesse totale, V_{tot}, reflète les résultats précedents. Une tendance aux grandes distances apparaît avec une vitesse totale croissante, mais certaines étoiles à grande vitesse ne présentent pas d'excès d'europium.

Alors que l'excentricité de l'orbite d'une étoile semble clairement en relation avec la surabondance d'europium, la distance maximale atteinte au-dessus du plan galactique semble peu entrer en jeu, de même que le rayon maximal de l'orbite. Pour ce qui est du rayon minimal d'approche du centre galactique, nous observons que les étoiles possédant les plus grandes distances δ_{EuTi} ont quasi toutes un petit R_{min}.

5.2.2 Abondances en éléments-α et cinématique

Dans le Chapitre 3, nous avons pu constater que les rapports de [Ca/Fe] ne semblent pas se comporter différemment dans des étoiles du disque épais ou dans des étoiles du halo (voir figure 3.10). Comme nous pouvons le remarquer dans la figure 5.9, la même conclusion s'applique ici, aussi bien avec les étoiles dont la cinématique est extrême qu'avec les autres. La même gamme de [Ca/Fe] est couverte, tant par les étoiles de Jehin *et al.* appartenant au disque épais (voire au disque mince) que par les étoiles appartenant au halo (externe, mais aussi interne). Parmi les étoiles de Jehin *et al.*, il est apparu que les étoiles appartenant probablement au disque mince (celles dont les vitesses totales sont parmi les plus petites) possèdent des rapports [Ca/Fe] plus bas que les étoiles du disque épais ou du halo interne. La même constatation avait été faite par Bensby *et al.* [10]. Les deux étoiles appartenant sans doute au halo interne mais non classées comme particulières (15 et 18) sont les deux étoiles de l'échantillon de Jehin *et al.* qui ont aussi le rapport [Ca/Fe] les plus élevés (supérieur à 0.3 dex). D'après le premier échantillon d'étoiles étudié ici, il semblerait donc que, lorsque l'on s'éloigne du disque mince vers le halo interne (en passant par le disque épais), les rapports [Ca/Fe] augmentent en moyenne.

Les rapports [Ca/Fe] des étoiles Outer Halo s'étendent à peu près sur la même plage (de ~ 0.1 à ~ 0.35 dex), à des vitesses totales plus élevées. L'étoile 19 de cet échantillon, appartenant cinématiquement au disque épais, se retrouve naturellement au milieu des étoiles du premier

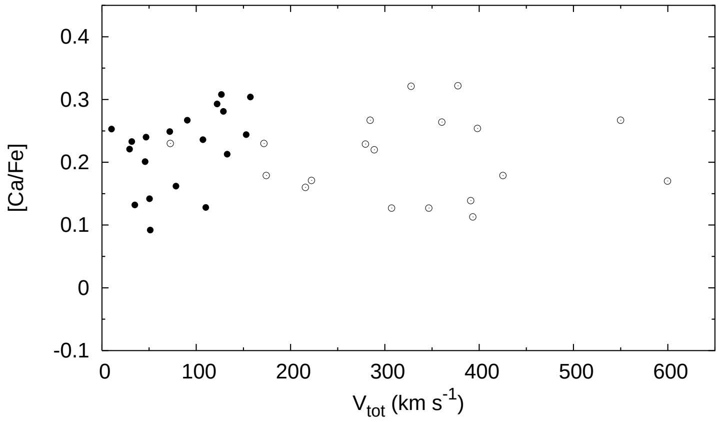


FIG. 5.9: Rapports [Ca/Fe] en fonction de la vitesse totale des étoiles dans le référentiel LSR. Aucune tendance n'apparaît.

échantillon, avec un rapport [Ca/Fe] moyen (~ 0.2 dex). Pour les autres, aucune tendance particulière n'est décelable entre les étoiles du halo interne et les étoiles aux cinématiques plus extrêmes. La même conclusion avait déjà été tirée par Venn *et al.* [91].

La même analyse faite pour un autre élément-α, en l'occurence le silicium, donne des résultats quelque peu différents. Comme le montre la figure 5.10, une tendance assez nette se dessine. Le rapport [Si/Fe] semble diminuer au fur et à mesure que la vitesse totale des étoiles croît. Les étoiles du premier échantillon (appartenant principalement au disque épais) ont des abondances de silicium couvrant une gamme encore relativement large (de ~ 0.15 à ~ 0.4 dex) tandis que la gamme couverte par les étoiles Outer Halo s'étend de valeurs proches de zéro jusqu'aux environs de 0.25 dex, les valeurs proches de zéro étant atteintes par les étoiles dont la vitesse totale est

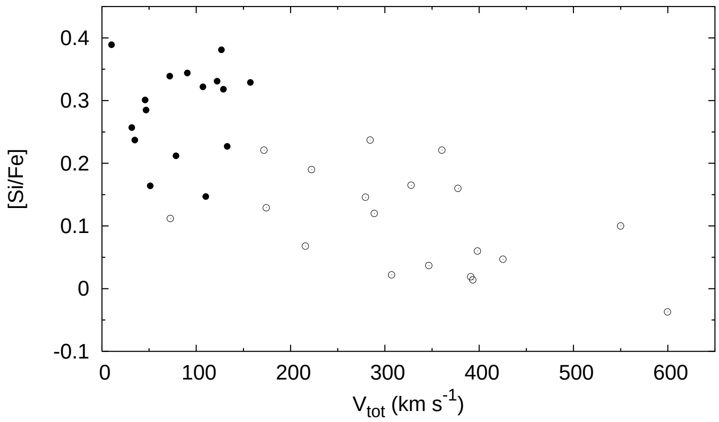


FIG. 5.10: Rapports [Si/Fe] en fonction de la vitesse totale des étoiles dans le référentiel LSR. Une tendance à la décroissance de [Si/Fe] avec une vitesse totale croissante apparaît.

très élevée. Pour le magnésium, la même tendance est observée, alors que pour le titane, on retrouve une constance (couvrant environ 0.3 dex toujours) comme pour le calcium.

5.3 Classification et origines des étoiles "Outer Halo"

Nous avons voulu classifier les étoiles Outer Halo d'après le comportement de l'europium (au moyen de la distance δ_{EuTi} définie dans la section 4.3) selon les diverses propriétés cinématiques, telles que présentées dans les figures 5.8. Il est apparu que quelques sous-groupes pouvaient être identifiés :

- les étoiles 4, 8, 10 et 12 ainsi que l'une des deux étoiles particulières de l'échantillon de Jehin *et al.*, qui montrent les distances δ_{EuTi} les plus élevées et des vitesses U très négatives ;
- les étoiles 9, 15 et 17, qui montrent des δ_{EuTi} encore élevés et des vitesses U très positives ;
- les étoiles 1 et 5, qui montrent des vitesses de rotation V très négatives ;
- les étoiles 3, 18, 19, 21, ainsi que la deuxième étoile particulière de l'échantillon de Jehin *et al.*, dont l'orbite est de type "boîte" ;
- les étoiles 2, 6, 16 et 20, dont le δ_{EuTi} est quasi nul mais qui n'appartiennent pourtant pas au disque épais.

Les caractéristiques de chaque groupe sont reprises dans le tableau 5.3. Les groupes sont classés par ordre de distance δ_{EuTi} décroissante. Nous pouvons ajouter à ces constatations que les étoiles du premier groupe, ainsi que les étoiles 1, 5 et 6 (extrêmes dans leur vitesse V pour les étoiles 1 et 5 et en quasi tous les paramètres cinématiques pour la 6), sont également celles qui montrent les rapports [Si/Fe] et [Ca/Fe] les plus bas, malgré la relative constance de ce dernier rapport en fonction de la vitesse totale des étoiles (voir figures 5.9 et 5.10). L'étoile 6 semble tout à fait particulière, avec des paramètres $\mathrm{R_{max}}$ et $\mathrm{Z_{max}}$ dépassant les limites de la Galaxie... Quant aux autres, il apparaît maintenant clairement qu'abondances particulières et cinématique extrême y sont liés.

Constituants du sous-groupe	U ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	$\mathrm{V_{LSR}}$ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	W ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	$\mathrm{V_{tot}}$ ($\mathrm{km\,s^{-1}}$)	Exc	$\mathrm{Z_{max}}$ (kpc)	$\mathrm{R_{max}}$ (kpc)	$\mathrm{R_{min}}$ (kpc)	δ_{EuTi}
4, 8, 10, 12, J16	$\ll 0$	~ -220	$\simeq 0$	$>$	>0.8	$>$, $\neq$	$>$, $\neq$	<2	>0.2
9, 15, 17	$\gg 0$	~ -220	$\simeq 0$	$>$	>0.8	$>$	$>$	<2	[0.1,0.2]
1, 5	moyen	$\ll 0$	$\simeq 0$	$\gg$	<0.8	$\neq$	$\neq$	$>$	$\simeq 0.15$
3, 18, 19, 21, J17	$\neq$	<0	$\simeq 0$	$\gtrsim 0$	$<$, $\neq$	$\gtrsim 0$	$\gtrsim 0$	$>$	$\simeq 0.1$
2, (6), 16, 20	$\neq$	$\simeq -200$	$\simeq 0$	$\neq$	>0.8	$>$, $\neq$	$\neq$	<2	$\gtrsim 0$
6	>0	~ -220	$\ll 0$	$\gg$	$\simeq 1$	$\ggg$	$\ggg$	$\ll$	~ 0

Tab. 5.3: Répartition des étoiles de l'échantillon Outer Halo en différents sous-groupes, d'après la distance δ_{EuTi} dans le diagramme ([Ti/Fe], [Eu/Fe]) et les divers paramètres cinématiques. Les identifiants précédés d'un "J" réfèrent aux deux étoiles du halo de l'échantillon de Jehin *et al.* [42]. Notons qu'une vitesse $\mathrm{V_{LSR}}$ proche de $-220\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ signifie que l'étoile n'a quasi pas de vitesse dans le sens de rotation de la Galaxie.

Afin de mieux visualiser les étoiles constituant les différents groupes, nous avons indiqués leur identifiant sur la figure 5.11, reprenant la distance δ_{EuTi} en fonction de l'un des paramètres cinématiques les plus parlants, la composante de la vitesse U.

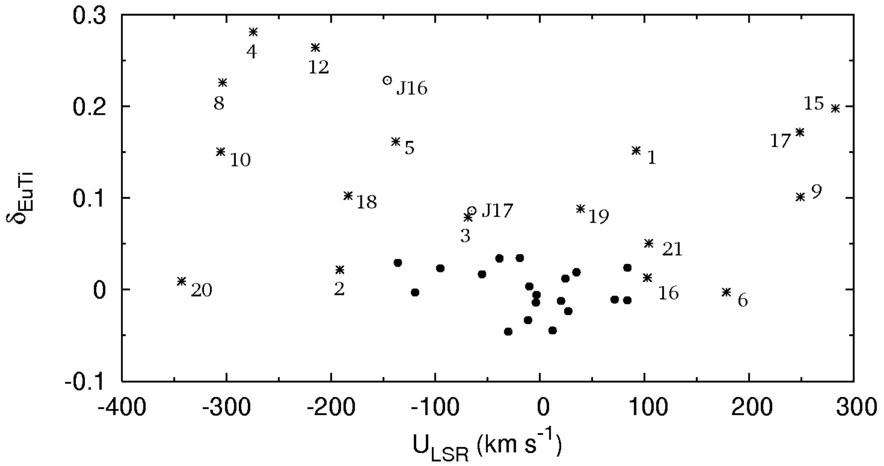
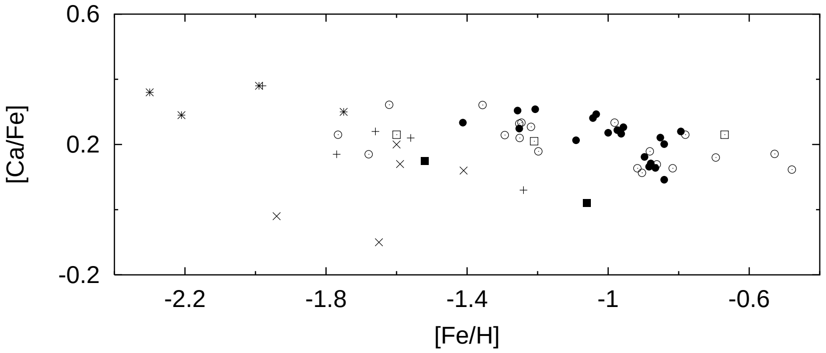


FIG. 5.11: Distances δ_{EuTi} en fonction de la composante U de la vitesse des étoiles. Les étoiles de l'échantillon Outer Halo ont ici à nouveau symbolisées par des astérisques alors que les deux étoiles particulières de l'échantillon de Jehin *et al.* le sont toujours par des cercles vides.

Des sous-groupes semblent donc se dessiner dans les étoiles du halo selon le degré de particularité des abondances et les propriétés cinématiques. Parler de halo interne et de halo externe est un peu trop simpliste. Alors que les étoiles du disque épais semblent avoir des caractéristiques (d'abondances et cinématiques) presqu'aussi confinées que leurs orbites, les étoiles du halo montrent des comportements plus variables. Sans doute ces étoiles proviennent-elles de sources beaucoup plus diverses que les étoiles du disque épais provenant, elles, peut-être toutes d'amas proto-globulaires formés dans la proto-Galaxie (voir Chapitre 3). Celles qui ont des vitesses trahissant une appartenance au halo mais dont les abondances sont plus proches de celles des étoiles du disque épais ont peut-être pu provenir également de ces PGCCs avant d'acquérir des vitesses plus extrêmes à cause d'une collision ou d'autres processus aléatoires. Peut-être certains groupes d'étoiles sont-ils des résidus de galaxies naines accrétées par notre Galaxie.

Comparaisons avec les galaxies naines

A première vue, les galaxies naines sphériques satellites de notre Galaxie (ci-après, dSph) ne possèdent pas les mêmes abondances chimiques que nos étoiles Outer Halo. Les abondances en éléments-α, qui y sont souvent différentes de celles du disque épais, sont plutôt telles que les rapports [Ti/Fe] sont plus petits que les rapports [Ca/Fe], eux-mêmes plus petits que les rapports [Mg/Fe] (voir, entre autres, la revue de Venn *et al.* [91]). Dans notre échantillon d'étoiles Outer Halo, par contre, nous observons des rapports [Mg/Fe] et [Si/Fe] inférieurs aux rapports [Ti/Fe], eux-mêmes inférieurs aux rapports [Ca/Fe]. Toutefois, dans la gamme de métallicité nous concernant (autour de [Fe/H] ~ -1 dex), les dSph montrent les mêmes relations entre magnésium, calcium et titane que dans notre échantillon Outer Halo : Mg $\leq$ Ti $\leq$ Ca. La piste selon laquelle des étoiles du halo à la cinématique plus extrême viendraient de galaxies naines de ce type n'est donc pas à exclure.



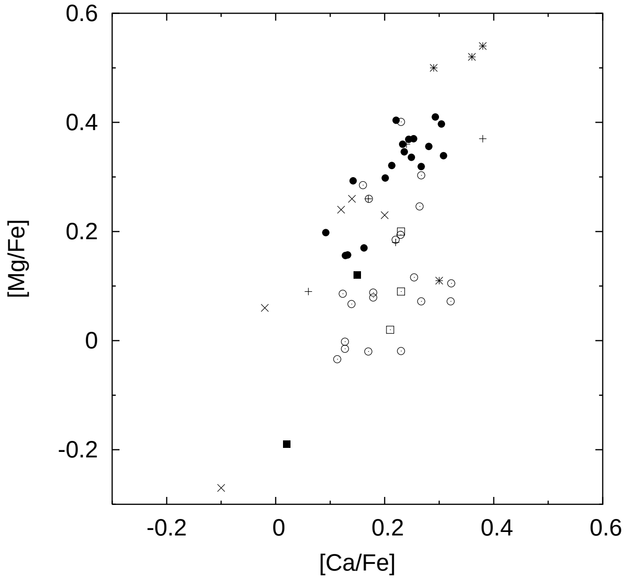


FIG. 5.12: Comparaisons des éléments-α dans plusieurs galaxies naines, plusieurs amas globulaires et nos étoiles. Les disques pleins et vides représentent toujours les étoiles de nos deux échantillons (étoiles du disque épais et étoiles du halo, respectivement). Les astérisques représentent des moyennes d'abondances dans des étoiles de plusieurs amas globulaires (M 30, M 68 et M 55) ; les croix verticales des géantes de *Carina* ; les croix inclinées des géantes de *Sculptor* ; les carrés vides et pleins des géantes de *Fornax* et *Leo I*, respectivement [81].

La galaxie naine *Sagittarius* est le satellite le plus proche de notre Galaxie. Elle est actuellement en cours de désagrégation et d'accrétion par cette dernière. Elle possède une branche des géantes relativement large, laquelle est interprétée comme l'évidence d'une dispersion en métallicité (contrairement aux amas globulaires de notre Galaxie qui ont une branche des géantes généralement beaucoup moins large et une métallicité commune à toutes leurs étoiles). Bonifacio *et al.* [16] ont étudié les abondances de 10 géantes de cette galaxie naine. Il est apparu que les abondances en éléments-α étaient très basses (même subsolaires). Cependant, la gamme de métallicité révélée par les 10 étoiles étudiées est assez élevée ($-0.9 \leq$ [Fe/H] $\leq +0.1$ dex). Nous estimons donc qu'une comparaison avec les étoiles Outer Halo que nous avons étudiées n'est pas particulièrement pertinente.

D'autre galaxies naines semblent par contre plus proches en métallicité de nos étoiles. Shetrone *et al.* [81] ont déterminé des abondances dans des géantes de différentes dSph : cinq géantes dans *Carina*, cinq dans *Sculptor*, trois dans *Fornax* et deux dans *Leo I*. Les résultats montrent des abondances assez différentes d'une galaxie naine à l'autre mais, en moyenne, les gammes couvertes sont plus proches des abondances trouvées dans les étoiles de notre échantillon Outer Halo que des abondances dans les étoiles du disque. Soulignons toutefois que la comparaison est imparfaite car les étoiles étudiées dans les galaxies naines sont des géantes et non des naines non évoluées comme dans nos échantillons d'étoiles (les étoiles naines étant trop peu lumineuses pour être observées précisément à de si grandes distances). Si l'on néglige cette différence, on peut particulièrement voir des ressemblances entre les trois géantes de la galaxie naine *Fornax* et nos étoiles Outer Halo.

En ce qui concerne les éléments-α (voir figures 5.12), nous pouvons effectivement constater que les abondances déterminées dans les quatre galaxies naines sont inférieures ou égales, à métallicité donnée, à la tendance trouvée dans les étoiles du disque (c'est-à-dire [α/Fe] $\simeq 0.2$ pour [Fe/H] ~ -1 dex et augmentant légèrement vers les métallicités plus basses). Deux des cinq étoiles de *Sculptor* montrent des rapports [α/Fe] particulièrement bas. Les abondances des amas globulaires sont situées, quant à elles, dans le prolongement de la tendance des étoiles du disque rappelée ci-dessus ([α/Fe] élevés), à métallicité inférieure.

Les mêmes constatations s'appliquent lorsque l'on compare les abondances de sodium en fonction de la métallicité (voir figure 5.13). Dans le cas du sodium comme celui des éléments-α, ce sont des abondances de *Fornax* que nos étoiles Outer Halo les plus éloignées du disque (chimiquement et/ou cinématiquement) se rapprochent le plus.

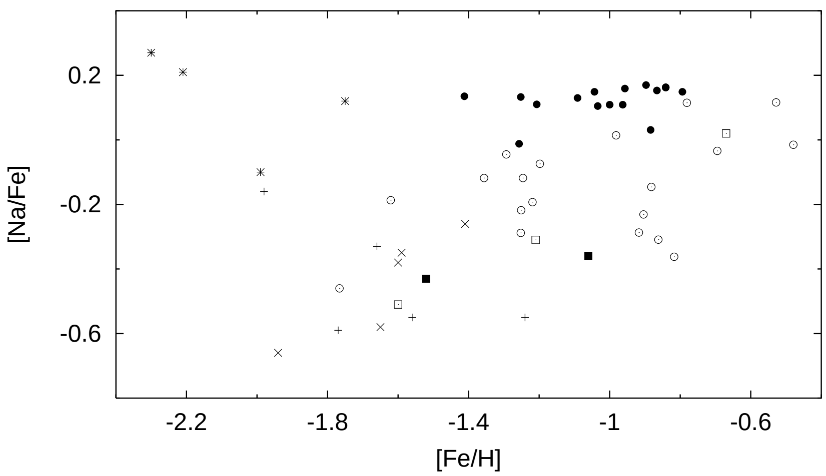


FIG. 5.13: Même comparaison que dans la figure 5.12 mais pour le sodium en fonction du fer.

La répartition des différentes étoiles, comparées dans un diagramme ([Ti/Fe], [Eu/Fe]), est présentée dans la figure 5.14 (haut). Nous voyons que les étoiles des galaxies naines sont quasiment toutes situées au-dessus de la droite de corrélation trouvée dans les étoiles du disque qui nous a servi de base pour l'analyse de la distance δ_{EuTi}. L'écart à la droite est parfois encore bien plus grand que dans les étoiles du halo que nous avons analysées. *Sculptor*, bien que possédant certaines étoiles extrêmement enrichies en europium (par rapport à leur abondance relative de titane), est également la seule galaxie naine à contenir des étoiles présentant une sous-abondance relative au titane. Il est par ailleurs étonnant de constater que dans l'amas globulaire M 55 (représenté par deux points), une surabondance d'europium est également observée.

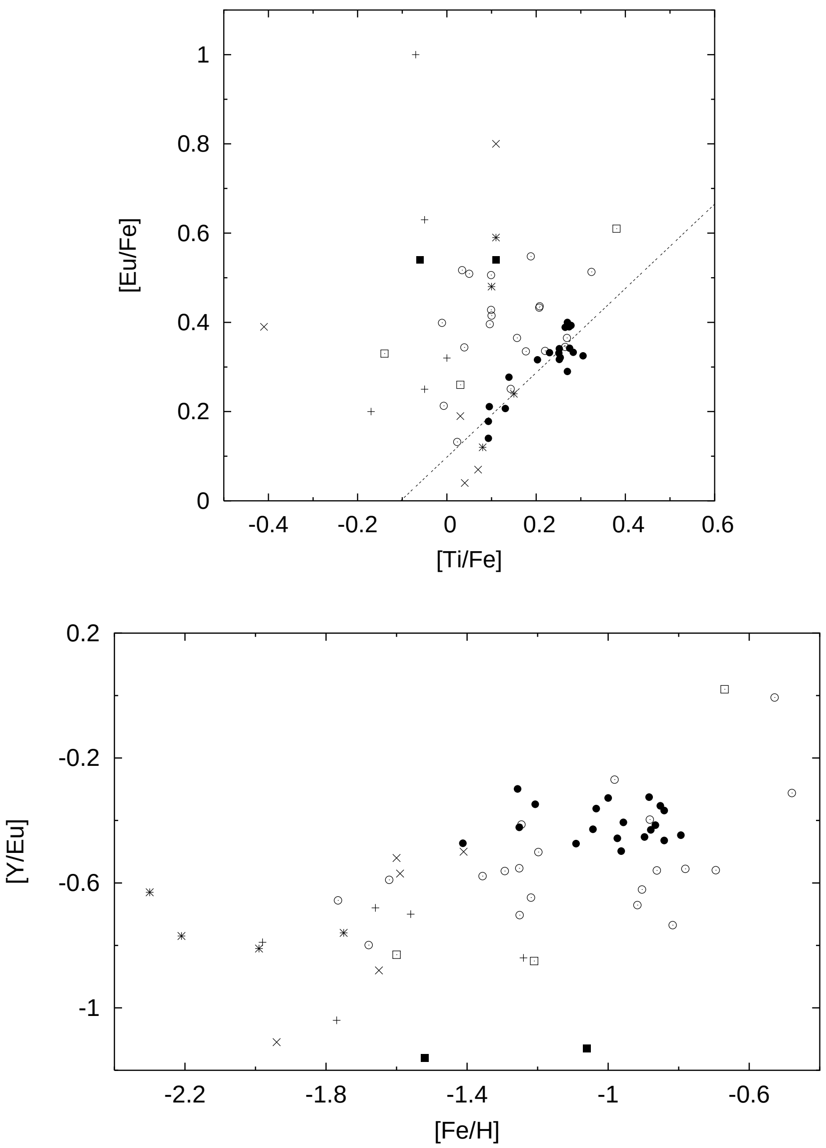


FIG. 5.14: Mêmes comparaisons que dans la figure 5.12 mais pour l'europium en fonction du titane (haut) et l'yttrium relatif à l'europium en fonction du fer (bas). Le trait discontinu dans la figure de haut représente la droite d'ajustement trouvée dans les étoiles du disque.

Le rapport [Y/Eu], indicateur de la contribution relative des processus-s et -r, semble à peu près constant dans les étoiles du disque épais de Jehin *et al.* ($\langle$[Y/Eu]$\rangle = -0.408 \pm 0.059$). Il semble croître avec la métallicité dans les étoiles du halo comme dans les étoiles des dSph (voir figure 5.14, bas), indiquant que les éléments-s ont été apportés plus tard dans l'évolution chimique de la Galaxie (et dans celle de ses satellites) que les éléments-r.

D'après des simulations effectuées par Helmi *et al.* [37], 10% des étoiles pauvres en métaux du halo viennent d'une ancienne et unique structure, semblable aux dSph *Fornax* ou *Sagittarius*, qui a été désagrégée par notre Galaxie peu après sa formation. Cet objet aurait eu une orbite très inclinée par rapport au disque galactique, avec une distance maximale R_{max} égale à 16 kpc. L'hypothèse de l'existence d'un tel objet vient de l'observation d'un "courant de débris" dans le voisinage solaire. En pratique, il s'agit d'un ensemble d'étoiles de vitesses bien particulières, confinées en les composantes U et V avec des valeurs de W proches de 300 km s^{-1}. Aucune des étoiles du halo que nous ayons étudiées ne correspond à ce courant, mais rien ne s'oppose à ce que nous supposions que d'autres reliques d'objets accrétés par la Galaxie puissent exister et contenir certaines des étoiles du halo extrême que nous observons.

5.4 Et si le fer était surabondant dans les étoiles du halo externe ?

Dans les étoiles Outer Halo, les rapports d'europium sur fer sont surabondants et ce, de manière corrélée à des déficiences en nickel, en sodium, en aluminium, etc (voir Chapitre 4). Dans ce genre de situation, comme nous l'avions déjà mentionné pour les deux étoiles particulières du premier échantillon, peut-être vaudrait-il mieux parler de **surabondance en fer**. En effet, les analyses d'abondances prennent traditionnellement cet élément comme référence et comme indice de la métallicité en général, alors que, comme les autres éléments, il pourrait montrer des particularités dans certaines étoiles.

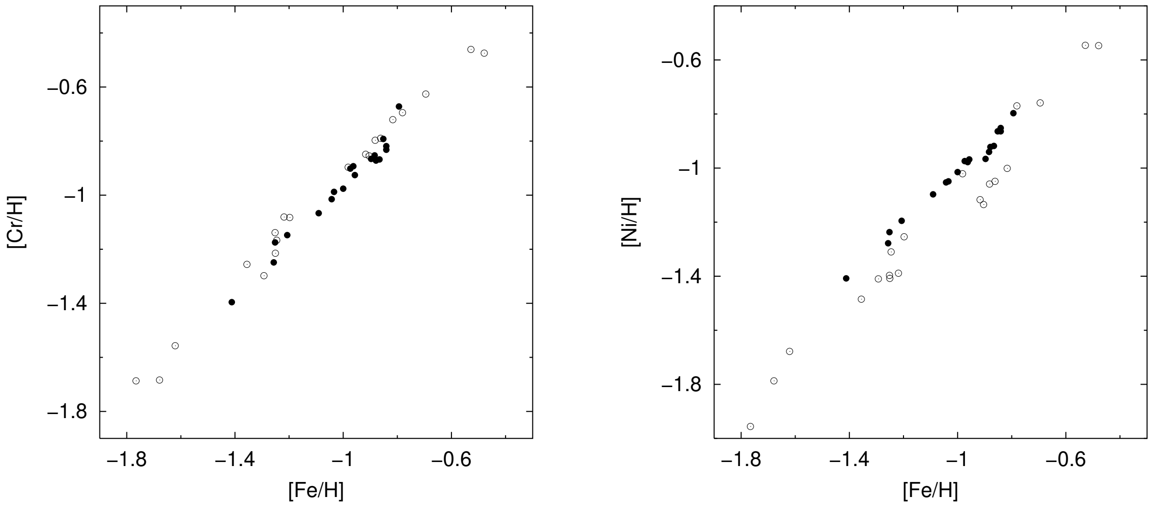


FIG. 5.15: Abondances de chrome (gauche) et de nickel (droite), non relatives au fer, en fonction des abondances de fer.

Dans les étoiles du disque épais, nous observons généralement un bon accord entre les trois éléments pairs du pic du fer : chrome, fer et nickel. Dans les étoiles Outer Halo, nous constatons un réarrangement de ces trois éléments : le chrome y semble légèrement plus abondant que le fer alors que le nickel y est significativement sous-abondant. Les figures 5.15 présentent ces relations à travers les abondances élémentaires, sans référence au fer, pour le chrome et le nickel.

Revenons encore au comportement de l'europium, l'élément le plus représentatif du processus-r et semblant particulièrement surabondant dans les étoiles du halo externe. On peut voir, en retirant la métallicité des rapports d'abondances et en prenant le titane comme élément de référence (voir figures 5.16), que l'europium est toujours surabondant dans la plupart des étoiles Outer Halo par rapport aux étoiles du disque, mais également que le fer est surabondant aussi par rapport au titane dans ces mêmes étoiles.

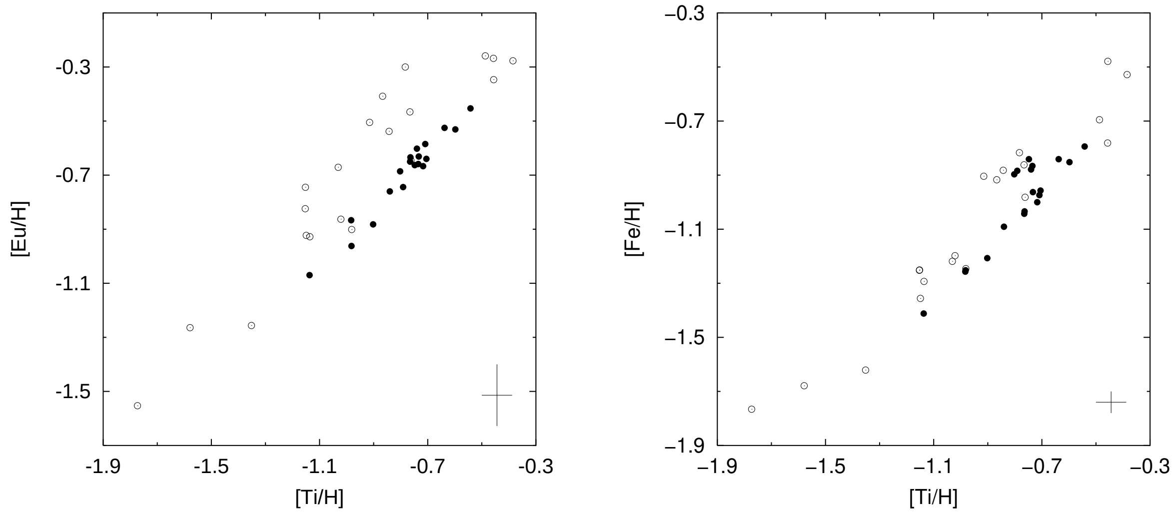


FIG. 5.16: Abondances d'europium (gauche) et de fer (droite) en fonction des abondances de titane.

Afin d'examiner les surabondances d'europium et de fer dans les étoiles Outer Halo, nous avons comparé les abondances de ces éléments par rapport au nickel. Ainsi, nous nous débarrassons de la comparaison au fer dans les corrélations d'abondances en le remplaçant par le nickel comme indicateur de la métallicité.

Nous pouvons ainsi constater (voir figure 5.17) que la surabondance en europium dans les étoiles Outer Halo est proportionnelle à la surabondance en fer. Dans les étoiles du disque, nous voyons que, pour des rapports [Fe/Ni] à peu près constants, l'abondance d'europium couvre une gamme légèrement variable (de 0.2 à 0.4 dex), tandis que dans les étoiles du halo, nous observons de légères surabondances en fer auxquelles se superposent de plus nettes surabondances en europium. Un nombre plus grand de noyaux "cibles" du processus-r (le fer) permettrait donc la synthèse d'éléments-r en une quantité proportionnelle, et ceci dans un rapport plus grand que l'unité (1.682 ± 0.338). Par ailleurs, les étoiles Outer Halo s'écartant de la tendance décrite ci-dessous sont à nouveau des étoiles dont la cinématique a plutôt révélé leur appartenance au disque épais (l'étoile 19, plus enrichie en fer, ou moins surabondante en europium, que la tendance générale) ou au halo interne (l'étoile 3, qui a un rapport [Fe/Ni] légèrement négatif, et les étoiles 11 et 16, totalement mêlées au étoiles du disque avec les rapports [Eu/Ni] les plus bas, qui sont en fait les deux étoiles les plus riches de l'échantillon avec un rapport [Fe/H] $\simeq -0.5$ dex). Ce sont donc réellement les étoiles à la cinématique la plus extrême qui montrent les particularités d'abondances les plus importantes et la meilleure corrélation entre les rapports [Eu/Ni] et [Fe/Ni].

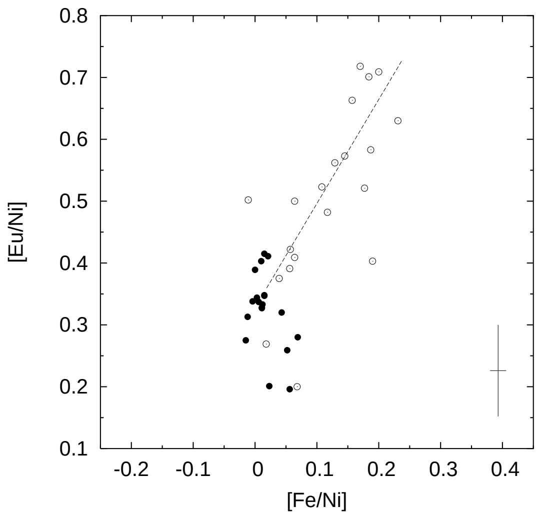


FIG. 5.17: Diagramme de corrélation de l'europium en fonction du fer, tous deux relatifs au nickel. Une droite de corrélation a été ajustée parmi les étoiles Outer Halo les plus extrêmes.

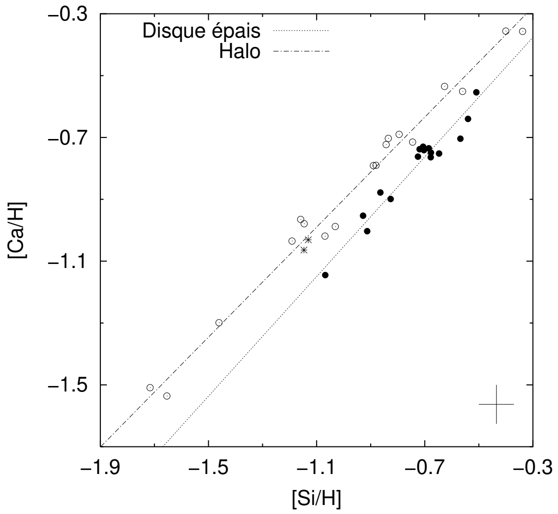


FIG. 5.18: Diagramme de corrélation entre deux éléments-α, Si et Ca, sans référence au fer. Deux droites de corrélation distinctes apparaissent dans les échantillons d'étoiles du disque épais et d'étoiles du halo.

Si nous regardons maintenant les abondances d'éléments-α hors de toute référence au fer (voir figure 5.18), une nouvelle constatation s'impose. Les deux éléments-α en question, silicium et calcium, sont parfaitement corrélées mais avec un décalage. Les étoiles du disque sont systématiquement situées sous les étoiles du halo, avec donc des abondances de calcium plus basses ou des abondances de silicium plus élevées. Il ne peut s'agir d'un problème de cohérence dans les $\log gf$ des deux échantillons, car les étoiles du halo du premier échantillon se retrouvent effectivement au sein des étoiles du second échantillon (elles ont été représentées par des astérisques afin de les distinguer des autres étoiles du halo).

Comme pour les éléments du pic du fer, les taux de production des éléments-α dans les étoiles du halo semblent avoir été légèrement différents des taux de production des mêmes éléments déductibles des étoiles du disque. L'origine des étoiles à la cinématique plus extrême doit donc certainement trouver place en des endroits différents des nuages proto-globulaires ayant, eux, probablement donné naissance aux étoiles du disque épais.

5.5 Résumé des abondances dans les étoiles du halo

Les étoiles du halo (et plus encore celles possédant une cinématique extrême) présentent des particularités d'abondances laissant présager que la nucléosynthèse à l'origine de la matière qui leur a donné naissance s'est déroulée de manière différente de celle ayant eu lieu dans le disque épais. Des réarrangements s'opèrent dans des familles d'éléments, telles que les éléments-α ou les éléments du pic du fer, et les éléments-r sont surabondants.

Dans la figure 5.19 sont reprises les abondances de différents éléments, moyennées sur toutes les étoiles du halo étudiées (les disques vides) et sur les 12 étoiles dont la cinématique est plus extrême (en retirant donc les étoiles dont l'orbite est de type "boîte", les étoiles les plus riches en métaux, etc). Ces moyennes sont rapportées aux mêmes moyennes trouvées dans les étoiles du disque épais de Jehin *et al.*, de sorte que la différence moyenne, pour chaque élément, entre les abondances du disque épais et celles du halo apparaissent clairement. De plus, toutes les abondances sont rapportées à l'abondance du titane (élément "moyen"). Ainsi, nous voyons que, en moyenne dans les étoiles du halo par rapport à celles du disque épais, si l'abondance de titane était exactement la même dans les deux groupes d'étoiles :

- le magnésium et le silicium montrent une déficience alors que le calcium montre une surabondance ;
- le chrome et le fer sont surabondants alors que le nickel est très légèrement déficient ;
- les éléments-r (samarium et europium) sont fortement surabondants ;
- le sodium est déficient.

En passant du disque épais au halo, le réarrangement dans les éléments-α se fait donc en faveur des plus lourds (Ca $>$ Si $\gtrsim$ Mg) alors que, dans le pic du fer, il se produit en faveur des plus légers (Cr $>$ Fe $>$ Ni). Le titane, élément charnière entre ces deux groupes d'éléments, semble présenter un comportement intermédiaire (peu de variations d'un groupe à l'autre).

A côté de cela, nous voyons de grandes différences pour les éléments-s lourds, allant en sens contraire pour le baryum et le cerium. Cette incompatibilité apparente vient peut-être du baryum, pour lequel un problème éventuel de $\log gf$ entre les deux échantillons a été soulevé (voir section 4.2.4). Il est également à noter que le cérium pourrait aussi bien être formé par le processus-r, ce qui expliquerait son comportement similaire à celui des deux éléments-r.

Nous pouvons finalement ajouter que ces particularités résumées ci-dessus sont d'autant plus importantes que l'on regarde les étoiles dont la cinématique est plus extrême au sein du halo.

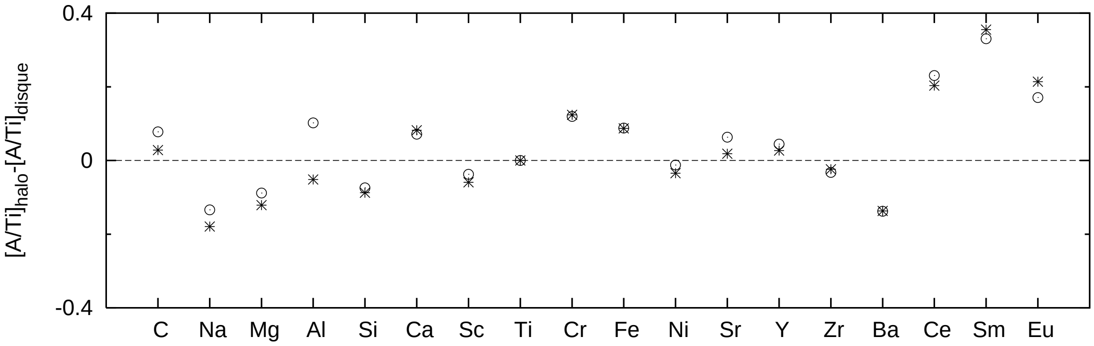


FIG. 5.19: Abondances moyennes dans les étoiles du halo étudiées, rapportées aux abondances moyennes trouvées dans le disque épais. Les moyennes sont normalisées par l'abondance du titane. Deux séries sont présentées : les disques vides représentent les moyennes sur toutes les étoiles du halo étudiées, alors que les astérisques, celles sur les 12 étoiles à la cinématique la plus extrême.

Conclusions et perspectives

Tout au long de ce travail, deux échantillons d'étoiles de notre Galaxie ont été analysés. Le premier, constitué principalement d'étoiles du disque épais, avait donné naissance à un scénario de formation et d'enrichissement pour les étoiles de métallicité intermédiaire ([Fe/H] ~ -1 dex), nommé scénario EASE (Jehin *et al.* [42]). Une analyse complémentaire réalisée dans ces étoiles, sur des éléments légers (carbone, oxygène, silicium, calcium, sodium et aluminium), nous a permis d'améliorer ce scénario en en comblant quelques lacunes. Nous en avons conclu que le domaine d'abondances des éléments-α observé pouvait s'expliquer par un large éventail de masses des nuages proto-globulaires (PGCCs) présents dans la proto-Galaxie. Les nuages massifs, présentant des étoiles très massives, ont pu produire une quantité importante d'éléments-α, et particulièrement d'éléments-α légers tels que l'oxygène ou le magnésium. Les étoiles de seconde génération nées dans ces amas ainsi enrichis présentent donc des abondances élevées en éléments-α, avec des rapports d'abondances d'éléments-α légers sur éléments-α lourds (O/Si, Mg/Ca, etc) plus importants que les étoiles nées dans des nuages moins massifs, ayant comporté moins (voire pas du tout) d'étoiles très massives et présentant donc des quantités plus faibles d'éléments-α.

Le second échantillon était constitué d'étoiles du halo externe, c'est-à-dire des étoiles du halo à la cinématique extrême. L'intérêt porté à ces étoiles venait de l'observation de deux étoiles du halo dans le premier échantillon. Celles-ci présentaient des orbites chaotiques ainsi que des abondances particulières, se démarquant nettement, pour certains éléments, des abondances des étoiles du disque épais. Vingt étoiles supplémentaires ont donc été étudiées, spectroscopiquement et cinématiquement. Il s'est avéré que la sélection initialement voulue d'étoiles du halo externe n'était pas totalement réalisée. Les abondances obtenues dans ces étoiles sont plus dispersées que dans les étoiles du disque épais, et plusieurs sous-groupes dont les limites sont parfois difficiles à placer apparaissent. Les étoiles dont la vitesse de rotation est extrêmement rétrograde ont des abondances très différentes des étoiles du disque épais, mais pas seulement elles : ce sont par exemple les étoiles de vitesse U très négative qui ont des enrichissements en éléments-r les plus grands et les rapports [α/Fe] parmi les plus bas des étoiles du halo. Bien que ce ne soit pas toujours la même propriété cinématique qui soit en cause, il apparaît que ce sont les étoiles à la cinématique la plus extrême qui montrent des écarts d'abondances les plus flagrants par rapport aux étoiles du disque épais.

La première perspective concerne les étoiles de cinématique plus extrême et leurs abondances. Il serait utile d'obtenir des abondances précises dans des systèmes satellites de notre Galaxie nombreux et variés afin de les comparer avec les étoiles du halo et peut-être ainsi déterminer si ces étoiles du halo externe pourraient provenir de ces sources extérieures à la Galaxie.

La seconde perspective de ce travail concerne la recherche d'étoiles de première génération au sein des amas globulaires actuels. Nous pensons effectivement, dans le cadre d'un scénario d'auto-enrichissement des PGCCs par une première génération d'étoiles assez massives mais peu nombreuses, que des étoiles de première génération de faible masse et de métallicité très faible peuvent encore se trouver à l'heure actuelle dans les amas globulaires, perdues au milieu des étoiles de seconde génération nées en beaucoup plus grand nombre, relativement peu de temps après celles de première génération. Si de telles étoiles sont encore présentes au sein des amas globulaires actuels, c'est en nombre très restreint. En effet, seule une étoile sur cent ou même une sur mille dans la population totale de l'amas actuel peut être une étoile de première génération [65]. La formation spontanée, et non stimulée, de la première génération d'étoiles qui, de plus, avait favorisé les étoiles massives est responsable de ce faible pourcentage.

Ces étoiles d'évolution très lente (puisque de faible masse) ont peut-être accrété, au cours de leurs milliards d'années de vie, de la matière éjectée par des AGB de seconde génération. Une métallicité de surface plus élevée que la métallicité quasi nulle qu'elles avaient pu avoir leur aurait ainsi été conférée. Cet effet est particulièrement important pour des étoiles de séquence principale, pour lesquelles la matière plus riche accrétée est confinée dans une enveloppe convective très mince ($\sim 1\,\%$ de la masse totale de l'étoile). Par contre, pour des étoiles atteignant la branche des géantes, la matière accrétée est rapidement diluée dans une enveloppe convective plongeant vers l'intérieur de l'étoile, jusqu'à inclure la moitié de sa masse. Si nous voulons détecter des étoiles de première génération, il est donc préférable de nous tourner vers des *géantes*.

On sait que des étoiles d'un même stade d'évolution sont d'autant plus rouges qu'elles sont plus riches en métaux. Pour la branche des géantes, par exemple, l'indice de couleur $(B-V)$ augmente de ~ 0.14 mag quand [Fe/H] passe de -2 à -1 dex. Des géantes de première génération doivent donc, si elles existent toujours, se trouver du côté bleu de la branche des géantes rouges (ci-après, RGB) d'un amas dans un diagramme couleur-magnitude (ci-après, CMD) typique, c'est-à-dire du côté gauche. En observant les CMDs de haute qualité de 74 amas globulaires obtenus par Piotto *et al.* [70] avec le Hubble Space Telescope, nous nous sommes effectivement aperçus que certains d'entre eux présentaient un excès d'étoiles du côté bleu de leur branche des géantes rouges. Nous pensons donc que si des étoiles extrêmement pauvres en métaux, fossiles d'une première génération d'étoiles dans les amas globulaires, y sont encore visibles, ces géantes rouges anormalement bleues en sont d'excellents candidats. NGC 104, amas globulaire plus connu sous le nom de 47 du Toucan, est un exemple intéressant. En écartant les zones du CMD qui pourraient être contaminées par d'éventuels *blends* non résolus et en nous limitant avec les fluctuations statistiques de la RGB, l'isochrone de métallicité nulle et d'éventuelles étoiles du champ, nous trouvons une zone telle que celle reproduite par un quadrilatère grisé à gauche de la RGB dans le CMD (voir figure Concl.1), dans laquelle les étoiles sont de bons candidats pour être des étoiles de première génération.

Afin d'assurer cette hypothèse, nous avons décidé d'entreprendre une étude détaillée de diagrammes couleur-magnitudes d'amas globulaires. Pour cela, nous comptons adapter la méthode de déconvolution MCS [53], qui a montré sa grande efficacité dans d'autres domaines, à la construction de CMDs à partir d'images HST d'amas globulaires. Ceci nous permettra d'augmenter la précision photométrique et d'affiner les conclusions qui peuvent être tirées de l'analyse de diagrammes comme celui de la figure Concl.1.

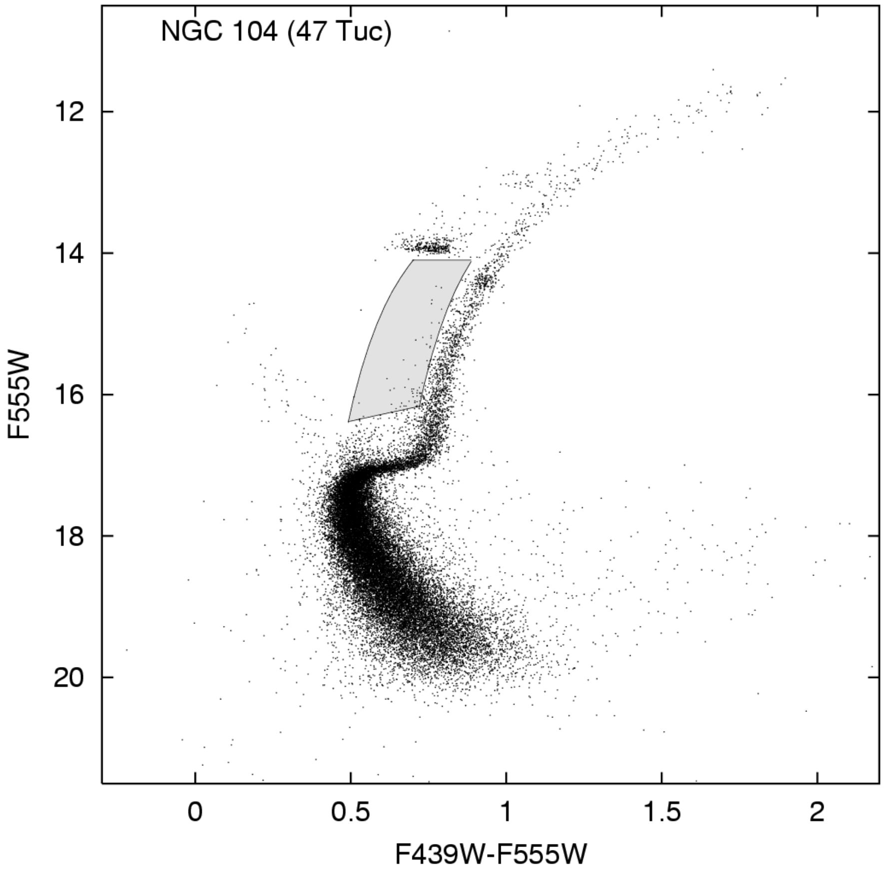


FIG. Concl.1: Diagramme couleur-magnitude de l'amas globulaire 47 Tucanæ [70]. L'indice de couleur utilisé en abscisses correspond, en termes du HST, au $(B-V)$ plus habituel et la magnitude apparente en ordonnées à la magnitude visuelle V. La zone grisée correspond au quadrilatère dans lequel les étoiles sont de bons candidats pour être des étoiles de première génération.

Publications

La thèse présentée dans les pages précédentes a donné lieu aux publications suivantes :

* **H. Decauwer**, E. Jehin, G. Parmentier and P. Magain, *Abundance correlations in mildly metal-poor stars - II. Light elements (C to Ca)*, A&A 433, 285-295 (2005).

* **H. Decauwer**, E. Jehin, G. Parmentier and P. Magain, *α-elements in mildly metal-poor stars*, submitted to the proceedings of the IAU Symposium 228 – From Lithium to Uranium : Elemental Tracers of Early Cosmic Evolution – May 23-27 2005, Paris, France.

* **H. Decauwer**, E. Jehin and P. Magain, *Abundances and kinematics of Outer Halo stars*, in preparation.

Bibliographie

[1] Abia C. & Rebolo R. 1989, ApJ 347, 186

[2] Allen C. & Santillan A. 1991, RMexAA 22, 255

[3] Alonso A., Arribas S. & Martinez-Roger C. 1994, A&AS 107, 365

[4] Alonso A., Arribas S. & Martinez-Roger C. 1996, A&A 313, 873

[5] Anstee S.D. & O'Mara B.J. 1995, MNRAS 276, 859

[6] Arnould M., Goriely S. & Jorissen A. 1999, A&A 347, 572

[7] Arnould M.& Takahashi K.1999, Rep. Prog. Phys. 62, 395

[8] Bancken F. 1997, Proceedings of the ESA Symposium "Hipparcos - Venice 97", 13-16 May, Venice, Italy, ESA SP-402

[9] Becker U., Zimmermann P. & Holweger H. 1980, Geochimica et Cosmochimica Acta 44, 2145

[10] Bensby T., Feltzing S. & Lundström I. 2003, A&A 410, 527

[11] Bergbusch P.A. & VandenBerg D.A. 2001, ApJ 556, 322

[12] Biehl D. 1976, PhD Thesis, Christian-Albrechts-Universität, Kiel

[13] Blackwell D.E. & Shallis M.J. 1977, MNRAS 180, 177

[14] Blackwell D.E., Petford A.D., Shallis M.J. & Simmons G.J. 1982, MNRAS 199, 43

[15] Blackwell D.E., Booth A.J. & Petford A.D. 1984, A&A 132, 236

[16] Bonifacio P., Sbordone L. Marconi G., Pasquini L. & Hill V. 2004, A&A 414, 503

[17] Booth A.J., Shallis M.J. & Wells M. 1983, MNRAS 205, 191

[18] Brown J.H., Burkert A. & Truran J.W. 1995, ApJ 440, 666

[19] Carney B.W. & Latham D.W. 1985, ApJ 298, 803

[20] Cavallo R.M., Pilachowski C.A. & Rebolo R. 1997, PASP 109, 226

[21] Chandrasekhar S. 1931, ApJ 74, 81

[22] Chiba M. & Beers T.C. 2000, AJ 119, 2843

[23] Decauwer H., Jehin E., Parmentier G. & Magain P. 2005, A&A 433, 285

[24] Dehnen W. & Binney J.J. 1998, MNRAS 298, 387

[25] Delbouille L., Roland G. & Neven L. 1973, *Photometric Atlas of the Solar Spectrum from 3 000 Å to 10 000 Å*, Institut d'Astrophysique, Université de Liège, Belgium

[26] ESA 1997, *The HIPPARCOS Catalogue*, ESA SP-1200, ESTEC, Noordwijk

[27] Evans D.S. 1979, *The revision of the general catalogue of radial velocities*, IAU Symp., 30, 57

[28] Fulbright J.P. & Kraft R.P. 1999, AJ 118, 527

[29] Gilmore G., Wyse R.F.G & Norris J.E. 2002, ApJ 574, L39

[30] Gnedin O.Y. & Ostriker J.P. 1997, ApJ 474, 223

[31] Gratton R.G., Carretta E., Claudi R., Lucatello S. & Barbieri M. 2003, A&A 404, 187

[32] Gray D.F. 1976, *The observation and analysis of stellar photospheres*, Wiley, New York

[33] Grevesse N., Noels A. & Sauval A.J. 1996, *Cosmic abundances*, ASP Conf. Series 99, 117

[34] Gustafsson B., Bell R.A., Eriksson K. & Nordlund A. 1975, A&A 42, 407

[35] Hauck B. & Mermilliod M. 1998, A&AS 129, 431

[36] Heiter U., Kupka F., van't Veer-Menneret C., Barban C., Weiss W.W., Goupil M.-J., Schmidt W., Katz D., Garrido R. 2002, A&A 392, 619

[37] Helmi A., White S.D.M., de Zeeuw P.T. & Zhao H. 1999, Nature 402, 53

[38] Hog E., Kuzmin A., Bastian U., Fabricius C., Kuimov K., Lindegren L., Makarov V.V. & Roeser S. 1998, A&A 335, L65

[39] Holweger H. & Oertel K.B. 1971, A&A 10, 434

[40] Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W.R & Thielemann F.-K. 1999, ApJS 125, 439

[41] Jehin E., Magain P., Neuforge C., Noels A. & Thoul A.A. 1998, A&A 330, L33

[42] Jehin E., Magain P., Neuforge C., Noels A., Parmentier G. & Thoul A.A. 1999, A&A 341, 241

[43] Jehin E. 2000, PhD Thesis, Université de Liège

[44] Jenkins L.F. 1963, *General catalogue of trigonometric stellar paralaxes*, Yale University Observatory, New Haven

[45] Johnson H.L. & Morgan W.W. 1953, ApJ 117, 238

[46] Jonsell K., Edvardsson B., Gustafsson B., Magain P., Nissen P.E. & Asplund M. 2005, A&A 440, 321

[47] Larson R.B. 1998, MNRAS 301, 569

[48] Latham D.W., Stefanik R.P., Torres G., Davis R.J., Mazeh T., Carney B.W., Laird J.B. & Morse J.A. 2002, AJ 124, 1144

[49] Lattanzio J., Forestini M. & Charbonnel C. 2000, Mem. Soc. Astron. Ital. 71, 737

[50] Magain P. 1984, A&A 132, 208

[51] Magain P. 1987, A&A 181, 323

[52] Magain P. & Zhao G. 1996, A&A 305, 245

[53] Magain P., Courbin F. & Sohy S. 1998, ApJ 494, 472

[54] Moore C.E., Minnaert M.G.J. & Houtgast J. 1966, *The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å*, National Bureau of Standards Monograph, Washington : US Government Printing Office

[55] Nakamura F. & Umemura M. 1999, ApJ 515, 239

[56] Nendwich J., Heiter U., Kupka F., Nesvacil N. & Weiss W.W. 2004, CoAst 144, 43

[57] Nissen P.E. & Schuster W.J. 1997, A&A 326, 751

[58] Nissen P.E. 1999, ApSS 265, 249

[59] Nissen P.E., Chen Y.Q., Schuster W.J. & Zhao G. 2000, A&A 353, 722

[60] Nissen P.E., Primas F., Asplund M. & Lambert D.L. 2002, A&A 390, 235

[61] Noels A., *Astrophysique,* cours de candidature, Université de Liège

[62] Noels A., *Evolution des étoiles,* cours de licence, Université de Liège

[63] Nordström B., Mayor M., Andersen J., Holmberg J., Pont F., Jørgensen B.R., Olsen E.H., Udry S. & Mowlavi N. 2004, A&A 418, 989

[64] Olsen E.H. 1994, A&AS 106, 257

[65] Parmentier G., Jehin E., Magain P., Neuforge C., Noels A. & Thoul A.A. 1999, A&A 352, 138

[66] Parmentier G., Jehin E., Magain P., Noels A. & Thoul A.A. 2000, A&A 363, 526

[67] Parmentier G. & Gilmore G. 2001, A&A 378, 97

[68] Parmentier G. 2004, MNRAS 351, 585

[69] Perryman M.A.C., Lindegren L., Kovalevsky J., Hoeg E., Bastian U., Bernacca P.L., Crézé M., Donati F., Grenon M., van Leeuwen F., van der Marel H., Mignard F., Murray C.A., Le Poole R.S., Schrijver H., Turon C., Arenou F., Froeschlé M. & Petersen C.S. 1997, A&A 323, L49

[70] Piotto G., King I. R., Djorgovski S. G., Sosin C., Zoccali M., Saviane I., De Angeli F., Riello M., Recio Blanco A., Rich R. M., Meylan G. & Renzini A. 2002, A&A 391, 945

[71] Roeser S. & Bastian U. 1988, A&AS 74, 449

[72] Rosenberg A., Piotto G., Saviane I. & Aparicio A. 2000, A&AS 144, 5

[73] Rosenberg A., Aparicio A., Saviane I. & Piotto G. 2000, A&AS 145, 451

[74] Salim S. & Gould A. 2003, ApJ 582, 1011

[75] Salpeter E.E. 1955, ApJ 121, 161

[76] Schuster W.J. & Nissen P.E. 1988, A&AS 73, 225

[77] Schuster W.J. & Nissen P.E. 1989, A&A 221, 65

[78] Schuster W.J. & Nissen P.E. 1989, A&A 222, 69

[79] Schuster W.J., Parrao L. & Contreras Martinez M.E. 1993, A&AS 97, 951

[80] Schuster W.J. & Allen C. 1997, A&A 319, 796

[81] Shetrone M.D., Venn K.A., Tolstoy E., Primas F., Hill V. & Kaufer A. 2003, AJ 125, 684

[82] Siess L., Livio M. & Lattanzio J. 2002, ApJ 570, 329

[83] Simmons G.J. & Blackwell D.E 1982, A&A 112, 209

[84] Soubiran C, Bienaymé 0. & Siebert A. 2003, A&A 398, 141

[85] Strömgren B. 1963, Quart. J.R.A.S. 4, 8

[86] Thévenin F. 1990, A&AS 82, 179

[87] Thévenin F., Charbonnel C., de Freitas Pacheco J.A., Idiart T.P., Jasniewicz G., de Laverny P. & Plez B. 2001, A&A 373, 905

[88] Thoul A.A., Jorissen A., Goriely S., Jehin E., Magain P., Noels A. & Parmentier G. 2002, A&A 383, 491

[89] Tomkin J., Lemke M., Lambert D.L. & Sneden C. 1992, AJ 104, 1568

[90] Umeda H. & Nomoto K. 2002, ApJ 565, 385

[91] Venn K.A., Irwin M., Shetrone M.D., Tout C.A., Hill V. & Tolstoy E. 2004, AJ 128, 1177

[92] Vesperini E. 1998, MNRAS 299, 1019

[93] Wheeler J.C., Sneden C. & Truran J.W. 1989, ARAA 27, 279

[94] Wiese W.L., Fuhr J.R. & Deters T.M., J. Phys. Chem. Ref. Data, Monograph No. 7

[95] Wiese W.L. & Martin G.A. 1980, U.S. Gov. Printing Office, Washington, DC

[96] Wilson R.E. 1953, *General catalogue of stellar radial velocities*, Carnegie Inst. of Washington, Washington D.C.

[97] Woosley S.E. & Weaver T.A. 1995, ApJS 101, 181

[98] Zhao G. & Magain P. 1991, A&A 244, 425

[99] http ://ams.astro.univie.ac.at/nemo/

[100] http ://csm.jmu.edu

[101] http ://kurucz.harvard.edu/

[102] http ://physics.nist.gov/PhysRefData/contents.html

[103] http ://ssf.rug.ac.be

[104] http ://simbad.u-strasbg.fr/

[105] http ://wwwdsa.uqac.uquebec.ca