



**HAL**  
open science

# Éléments lourds et anomalies d'abondance dans les étoiles d'amas globulaires

Gaël James

► **To cite this version:**

Gaël James. Éléments lourds et anomalies d'abondance dans les étoiles d'amas globulaires. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Observatoire de Paris, 2004. Français. NNT : 2004OBSP0120 . tel-02167406

**HAL Id: tel-02167406**

**<https://hal.science/tel-02167406>**

Submitted on 27 Jun 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# Éléments lourds et anomalies d'abondance dans les étoiles d'amas globulaires

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 13 décembre 2004

pour l'obtention du

Doctorat de l'Observatoire de Paris  
(Spécialité Dynamique des Systèmes Gravitationnels)

par

Gaël JAMES

### Composition du jury

<i>Présidente :</i>	Ana Gómez	Observatoire de Paris
<i>Directeur de thèse :</i>	Patrick François	Observatoire de Paris
<i>Rapporteurs :</i>	Beatriz Barbuy	Universidade de São Paulo, IAG (Brésil)
	Georges Meynet	Observatoire de Genève (Suisse)
<i>Examineurs :</i>	Bertrand Plez	GRAAL, Université de Montpellier II
	Nicolas Prantzos	Institut d'Astrophysique de Paris



2004 OBS P 0120

# Éléments lourds et anomalies d'abondance dans les étoiles d'amas globulaires

## THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 13 décembre 2004

pour l'obtention du

Doctorat de l'Observatoire de Paris  
(Spécialité Dynamique des Systèmes Gravitationnels)

par

Gaël JAMES



### Composition du jury

<i>Présidente :</i>	Ana Gómez	Observatoire de Paris
<i>Directeur de thèse :</i>	Patrick François	Observatoire de Paris
<i>Rapporteurs :</i>	Beatriz Barbuy	Universidade de São Paulo, IAG (Brésil)
	Georges Meynet	Observatoire de Genève (Suisse)
<i>Examineurs :</i>	Bertrand Plez	GRAAL, Université de Montpellier II
	Nicolas Prantzos	Institut d'Astrophysique de Paris



## Remerciements

Je souhaite profiter de ces toutes premières lignes pour remercier plusieurs personnes qui ont contribué à leur manière à la réussite de cette thèse. Il est évident que ma mémoire ne saurait satisfaire l'ensemble des gens réellement concernés, aussi je m'excuse d'avance pour tous ceux ou celles qui auraient dû être remerciés ici mais qui ne figurent pas dans ces lignes.

En premier lieu, je me dois de remercier Patrick pour tout ce qu'il a fait pour moi au cours de ces trois années. Merci de m'avoir appris tant de belles choses et de m'avoir emmené voir autant de ciels étoilés. Et surtout, merci d'avoir été aussi compréhensif dans les moments difficiles.

Un immense merci à Monique, François, Roger et Vanessa pour leur accueil chaleureux au sein de l'équipe. J'ai beaucoup apprécié leurs nombreux conseils et encouragements, ainsi que la bonne humeur qui règne dans cette équipe. En parlant de bonne humeur, je ne peux bien entendu pas oublier de remercier Éric pour les mêmes raisons et pour beaucoup d'autres. Merci aussi d'avoir eu la gentillesse de relire et corriger de nombreux passages de ma thèse, souvent par téléphone depuis Santiago ou Paranal, pendant que Véro se battait contre les feux rouges et les bus chiliens.

« Muchas gracias » à Anita pour m'avoir si bien aidé à trouver mon chemin depuis le DEA, ainsi que pour toute l'attention qu'elle porte aux étudiants en général (parole de délégué!). Merci de m'avoir orienté vers cette équipe, et finalement merci d'avoir accepté de présider mon jury. J'en profite aussi pour remercier humblement Beatriz et Georges d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que Bertrand et Nikos pour leur participation en tant qu'examineurs.

Parmi les hipparquiens et hipparquiennes, je tiens tout particulièrement à saluer David, car c'est vraiment suite au stage de DEA à l'Observatoire de Haute-Provence que j'ai cessé d'avoir peur des spectres! Un grand merci à tous les autres habitués du bâtiment pour leur accueil si sympathique lors de mes pèlerinages à Meudon : Annick, Aurélie, Ernest, Micha, Noël...

Pendant ces trois années et souvent depuis beaucoup plus longtemps, de nombreux « innocents » aux occupations très éloignées de la sphère céleste ont dû me supporter. Je tiens donc à leur faire part de toute ma reconnaissance. Tout d'abord, Thomas et les Wilkinson, dont l'amitié et le soutien datent de toujours. Puis les berlinois : Yann, le dompteur de vagues, Jean-Philippe, pour les réveils brutaux et en musique, avec une mention spéciale pour son voisin, surtout le jeudi soir, Damien, pour toutes les soirées mémorables de la Saint Sylvestre, Patrick, pour avoir créé la Beubli et \$kippy, et Jarek, où qu'il soit, évidemment. Merci aussi à Alex, pour la « Dream Team » et pour ses jours d'astreinte, François, mon viking préféré, certainement pas pour ses pâtes au ketchup, et Göran, pour l'auberge « Jeanne d'Arc », les Fux, la musique et bien d'autres choses. Merci d'avoir croisé mon chemin.

Merci à Mathieu, sans qui je n'aurais probablement pas continué mes études en France au-delà de la classe de Math Sup', et donc sans qui je n'aurais très probablement pas écrit ces lignes. Merci de m'avoir suivi et encouragé depuis le début et de m'avoir permis de profiter de son double enseignement.

Et finalement, merci à mes parents. Merci de m'avoir toujours laissé choisir.



*A mi abuelo Jacinto,*







## Résumé

Des spectres à haute résolution ( $R \gtrsim 40\,000$ ) et à rapport  $S/B$  élevé ont été acquis avec le spectrographe UVES sur le télescope VLT-Kueyen (Observatoire de Paranal, ESO, Chili) pour des étoiles naines du turnoff et des sous-géantes à la base de la RGB ( $V \gtrsim 16$  mag) dans 3 amas globulaires galactiques à différentes métallicités (NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc/NGC 104, respectivement à  $[Fe/H] \simeq -2.0, -1.5$  et  $-0.7$ ). Des spectres ont aussi été obtenus pour 25 étoiles de champ du halo à résolution égale, mais rapport  $S/B$  plus élevé.

J'ai utilisé ces données pour déterminer les abondances de plusieurs éléments produits par capture de neutrons dans ces étoiles (Sr, Y, Ba et Eu). Ce travail s'inscrit dans le cadre d'un *Large Programme* sur l'étude de la composition chimique d'étoiles très peu évoluées dans des amas globulaires. Il s'agit en particulier de la toute première détermination d'abondances pour des métaux lourds dans de telles étoiles. Ces abondances ainsi que les rapports d'abondance  $[Ba/Eu]$  et  $[Sr, Y/Ba]$  m'ont servi à tester le scénario d'auto-enrichissement des amas. J'ai comparé mes résultats aux étoiles de champ du halo, ainsi qu'à d'autres amas globulaires connus pour lesquels des rapports d'abondance d'éléments lourds ont pu être obtenus dans le passé au moins pour quelques géantes brillantes ( $V \lesssim 12$ ).

Les résultats de mon travail de thèse montrent que l'abondance des métaux lourds est constante dans un même amas et semble ne pas dépendre du stade d'évolution des étoiles observées (naines, sous-géantes ou géantes). Il a aussi été montré que ces abondances ne sont pas liées aux « anomalies d'abondance » caractéristiques des métaux légers (O, Na. . .) dans les amas globulaires. Un autre résultat important est que les amas semblent avoir subi un enrichissement progressif en éléments lourds par les processus  $r$  et  $s$ . La plupart des amas globulaires semble en fait suivre parfaitement les schémas d'abondance des étoiles de champ du halo de la Galaxie, ce qui rejette l'explication de l'origine de la métallicité et de l'abondance des métaux lourds dans les amas globulaires par un scénario « classique » d'auto-enrichissement.

**Mots-clés:** Étoiles : abondances : éléments lourds – Galaxie : amas globulaires : 47 Tuc / NGC 104, NGC 6397, NGC 6752 – Galaxie : évolution chimique.

## Abstract

High resolution ( $R \gtrsim 40\,000$ ) and high  $S/N$  spectra have been acquired with the spectrograph UVES on the VLT-Kueyen telescope (Paranal Observatory, ESO, Chile) for several main sequence turnoff stars and subgiants at the base of the RGB ( $V \gtrsim 16$  mag) in 3 globular clusters at different metallicities (NGC 6397, NGC 6752, and 47 Tuc/NGC 104, respectively at  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -2.0, -1.5,$  and  $-0.7$ ). Spectra for a sample of 25 field halo subdwarves have also been taken with equal resolution, but higher  $S/N$ .

I have used these data to determine the abundances of several neutron-capture elements in these stars (Sr, Y, Ba, and Eu). This work has been done in the framework of a Large Programme devoted to studying the chemical composition of scarcely evolved globular cluster stars. This is the first determination of abundances for  $n$ -capture elements in such stars. These abundances, together with the  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Ba}]$  abundance ratios, have been used to test the self-enrichment scenario in globular clusters. A comparison has been done with field halo stars and other well known Galactic globular clusters in which heavy elements have already been detected in the past, at least in bright giants ( $V \lesssim 12$ ).

My results show that the  $n$ -capture element abundances are constant in a given cluster, and that this seems to be independent of the evolutionary phase of the observed stars (dwarves, subgiants, or giants). I have also established that these abundances are not linked to the “abundance anomalies” that are found for the light metals (O, Na. . .) in globular clusters. Another important result is that globular clusters seem to have been uniformly enriched by  $r$ - and  $s$ -process syntheses, and that most of them follow exactly the same abundance patterns as field halo stars in the Galaxy, which discards a “classical” self-enrichment scenario for the origin of the metallicity and of the  $n$ -capture elements in globular clusters.

**Keywords:** Stars : abundances : heavy elements – Galaxy : globular clusters : 47 Tuc / NGC 104, NGC 6397, NGC 6752 – Galaxy : chemical evolution.



# Table des matières

Résumé v

Abstract vi

**Introduction 1**

## **Chapitre 1**

**Abondances et amas globulaires 3**

- 1.1 Les amas globulaires dans la Galaxie . . . . . 3
- 1.2 Les « anomalies » d'abondance . . . . . 5
- 1.3 Évolution chimique dans les amas globulaires . . . . . 7
- 1.4 Progrès récents : le programme « Globular Clusters » . . . . . 8
- 1.5 Étude des éléments plus lourds que le fer . . . . . 9
- 1.6 Sur l'enrichissement des amas en éléments lourds . . . . . 10

## **Chapitre 2**

**Synthèse des éléments lourds 11**

- 2.1 Rappels sur la nucléosynthèse des éléments légers . . . . . 11
- 2.2 Synthèse des éléments plus lourds que le fer . . . . . 13
  - 2.2.1 Captures neutroniques et désintégrations  $\beta$  . . . . . 13
  - 2.2.2 Le processus  $s$  . . . . . 14
  - 2.2.3 Le processus  $r$  . . . . . 15
  - 2.2.4 Le processus  $p$  . . . . . 17

## **Chapitre 3**

**Observations et réduction des données 19**

- 3.1 Observations . . . . . 19
  - 3.1.1 Le ESO-Large Programme « Globular Cluster Ages, Distances, and Metallicities » . . . . . 19

3.1.2	Étoiles d'amas globulaires . . . . .	20
3.1.3	Étoiles de champ . . . . .	23
3.2	Réduction des données . . . . .	24
3.2.1	Du spectre brut au spectre réduit . . . . .	24
3.2.2	Normalisation des spectres . . . . .	24
3.2.3	Mesure des largeurs équivalentes . . . . .	25

**Chapitre 4**

**Atmosphères stellaires et détermination d'abondances 27**

4.1	Modélisation des atmosphères stellaires . . . . .	27
4.1.1	Méthode générale . . . . .	27
4.1.2	Paramètres atmosphériques . . . . .	28
4.1.3	Calcul du flux sortant . . . . .	28
4.1.4	Calcul du coefficient d'absorption à une longueur d'onde donnée . . . . .	31
4.1.5	Énergie totale absorbée dans les raies . . . . .	33
4.2	Détermination des paramètres atmosphériques . . . . .	33
4.2.1	Température effective . . . . .	33
4.2.2	Gravité . . . . .	35
4.2.3	Vitesse de microturbulence . . . . .	35
4.3	Détermination d'abondances . . . . .	35

**Chapitre 5**

**Dispersion d'abondances dans l'amas NGC 6752 39**

5.1	Observations de NGC 6752 . . . . .	39
5.2	Méthode de détermination des abondances . . . . .	42
5.2.1	Paramètres atmosphériques . . . . .	42
5.2.2	Détermination des abondances . . . . .	44
5.2.3	Estimation des erreurs . . . . .	49
5.3	Abondance des éléments lourds dans NGC 6752 . . . . .	50
5.3.1	En fonction de [Fe/H] . . . . .	50
5.3.2	En fonction de [O, Na, Mg, Al/Fe] . . . . .	53
5.3.3	Dispersion d'abondance des éléments lourds : résumé . . . . .	57
5.4	Rapports d'abondance . . . . .	58
5.4.1	Rapport [Ba/Eu] . . . . .	58
5.4.2	Rapport [Sr/Ba] . . . . .	58
5.5	Sur l'évolution chimique de NGC 6752 . . . . .	61
5.5.1	Métaux légers et auto-pollution des amas . . . . .	61

5.5.2	De l'auto-enrichissement dans NGC 6752? . . . . .	61
5.6	En résumé . . . . .	63

## Chapitre 6

### Abondance des éléments lourds dans les amas globulaires galactiques 65

6.1	Observations d'amas globulaires à différentes métallicités . . . . .	65
6.2	Détermination des abondances . . . . .	66
6.2.1	Paramètres atmosphériques . . . . .	66
6.2.2	Détermination d'abondances . . . . .	72
6.2.3	Estimation des erreurs . . . . .	77
6.3	Éléments lourds dans les amas globulaires et dans les étoiles de champ . . . . .	79
6.3.1	Abondance des éléments les plus légers ( $30 < Z < 56$ ) . . . . .	79
6.3.2	Abondance des éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ ) . . . . .	81
6.3.3	Résumé . . . . .	83
6.4	Rapports d'abondance . . . . .	84
6.4.1	Rapport [Ba/Eu] . . . . .	85
6.4.2	Rapports [Sr/Ba] et [Y/Ba] . . . . .	87
6.4.3	Résumé . . . . .	88

## Chapitre 7

### Interprétation des résultats 89

7.1	Amas globulaires et étoiles de champ . . . . .	89
7.1.1	Synthèse des éléments lourds dans les étoiles de champ . . . . .	89
7.1.2	Sur la formation des amas et leur évolution chimique . . . . .	90
7.2	Le scénario « classique » d'auto-enrichissement . . . . .	91
7.2.1	Premières idées sur l'auto-enrichissement . . . . .	91
7.2.2	Face aux observations . . . . .	92
7.3	Scénarios alternatifs . . . . .	92
7.3.1	<i>EASE</i> : accréation et auto-enrichissement . . . . .	92
7.3.2	Autres possibilités . . . . .	94

## Conclusion et perspectives

97

1	Principaux résultats . . . . .	97
2	Perspectives . . . . .	98

## Annexes

**Annexe A**

**Liste de raies des éléments lourds**

**Annexe B**

**Structure hyperfine**

B.1 Rappels . . . . .	101
B.2 Exemple du Baryum . . . . .	101
B.3 Raie d'Eu II à 4129.7 Å . . . . .	105

**Annexe C**

**Calcul de rapports d'abondance pour le processus  $r$**

C.1 Rapport $[A/B]_r$ ou $[A_{(r+w)}/B_{(r)}]$ ? . . . . .	107
C.2 Rapport $[Ba/Eu]_r$ . . . . .	108
C.3 Rapports $[Sr/Ba]_r$ et $[Sr_{(r+w)}/Ba_{(r)}]$ . . . . .	108
C.4 Rapports $[Y/Ba]_r$ et $[Y_{(r+w)}/Ba_{(r)}]$ . . . . .	109

**Annexe D**

**Éléments lourds dans des étoiles du turnoff et des sous-géantes de NGC 6752**

**Annexe E**

**Éléments lourds et auto-enrichissement dans les amas globulaires**

**Annexe F**

**Abondance du lithium dans l'amas globulaire NGC 6397**

Table des figures	149
Liste des tableaux	151
Bibliographie	153



# Introduction

Le but de cette thèse a été d'aborder les problèmes liés à la composition chimique des amas globulaires de notre galaxie, notamment l'origine de la métallicité de ces amas. Divers scénarios existent pour comprendre les caractéristiques chimiques des étoiles d'amas globulaires. Le premier fait l'hypothèse que les amas se sont formés à partir de matière déjà enrichie en éléments lourds. Une autre explication est que la métallicité de ces amas proviendrait d'une première génération d'étoiles, appartenant à l'amas, aujourd'hui disparue, qui aurait alors pollué le nuage donnant naissance au futur amas globulaire.

Pour cette étude, l'analyse des rapports d'abondance des éléments plus lourds que le fer est fondamentale. Jusqu'à présent, les données observationnelles étaient insuffisantes pour donner préférence à un scénario particulier. Durant mon travail de thèse, j'ai bénéficié de l'analyse de spectres obtenus avec le spectrographe échelle UVES en opération sur la deuxième unité du VLT (Observatoire du Cerro Paranal, ESO, Chili). Ce travail était inclus dans une collaboration internationale (ESO–Large Programme « Globular Cluster Distances, Ages, and Metallicities ») pour laquelle de nombreuses nuits de temps de télescope avaient été attribuées pendant les années 2000 et 2001. Ce Large Programme concerne entre autre l'étude de la composition chimique détaillée d'étoiles appartenant à 3 amas globulaires proches.

Une des originalités de ce travail est que la détermination des abondances dans les amas globulaires se base pour la première fois sur des spectres d'étoiles naines. Ces étoiles n'ont pas subi de phénomènes internes qui auraient pu modifier leur abondance en éléments lourds. Par ailleurs, au moment où j'ai entamé mon travail de thèse, le spectrographe UVES était en fonction au VLT depuis tout juste un an et demi. Cette thèse est donc l'une des premières thèses françaises exploitant les données du VLT et de cet instrument.

Dans le chapitre 1, je présenterai le contexte dans lequel s'inscrit ce travail en retraçant notamment l'évolution de l'étude des abondances d'éléments chimiques dans les amas globulaires de notre galaxie.

Le chapitre 2 sera consacré à des rappels sur la synthèse des éléments chimiques et sera principalement axé sur les éléments plus lourds que le fer produits par capture neutronique.

Les observations faites dans le cadre du Large Programme « Globular Clusters » seront détaillées au chapitre 3, ainsi que la façon dont on a procédé pour la réduction de ces observations.

Au chapitre 4, j'aborderai la théorie des atmosphères stellaires, ainsi que la manière de déterminer des abondances à partir de spectres observés.

Le chapitre 5 décrira en détail l'étude d'un des 3 amas globulaires de ce programme : NGC 6752. J'y traiterai en particulier la dispersion d'abondance des éléments produits par capture neutronique présents dans les étoiles de cet amas en fonction du stade évolutif de ces étoiles.

Je parlerai ensuite au chapitre 6 de l'abondance des éléments lourds dans les amas globulaires en général. J'y présenterai les résultats obtenus pour les 3 amas étudiés dans ce programme (47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397).

Je consacrerai finalement le chapitre 7 à l'interprétation de tous ces résultats et à la manière de les utiliser pour tester la validité d'un scénario particulier décrivant la formation des amas globulaires de notre galaxie et la façon dont les étoiles d'amas ont été enrichies en fer et en métaux plus lourds.

# Chapitre 1

## Abondances et amas globulaires

### Sommaire

---

1.1	Les amas globulaires dans la Galaxie . . . . .	3
1.2	Les « anomalies » d'abondance . . . . .	5
1.3	Évolution chimique dans les amas globulaires . . . . .	7
1.4	Progrès récents : le programme « Globular Clusters » . . . . .	8
1.5	Étude des éléments plus lourds que le fer . . . . .	9
1.6	Sur l'enrichissement des amas en éléments lourds . . . . .	10

---

### 1.1 Les amas globulaires dans la Galaxie

La majorité du gaz, des étoiles et des amas de la Voie Lactée est répartie soit dans le disque (composante aplatie, en rotation, riche en métaux et en gaz), soit dans le bulbe (en rotation plus lente, riche en métaux, mais plus pauvre en gaz). Le halo sphéroïdal de la Galaxie s'étend quant à lui avec une densité décroissante jusqu'à des distances de 30 à 40 kpc en moyenne, voire une centaine de kpc pour les objets les plus lointains. Parmi les caractéristiques principales des étoiles peuplant le halo, on peut retenir qu'elles sont souvent plus déficientes en métaux et globalement plus anciennes que les étoiles du bulbe ou du disque. Si on s'en tient à la description originale de Baade (1944), on peut donc classer ainsi les étoiles du disque parmi les objets de la « Population I », et celles du halo dans la « Population II ».

Parmi les objets du halo, on distingue notamment les amas globulaires. Il s'agit de systèmes sphériques composés de quelques  $10^4$ – $10^6$  étoiles gravitationnellement liées (voir figure 1.1). Certains amas de la Galaxie peuvent être repérés à l'oeil nu : ils nous apparaissent comme des sources étendues aux bords flous, un peu comme de grosses étoiles. On en dénombre environ 140 dans la Voie Lactée, répartis pour la plupart selon une distribution sphéroïdale dans le halo.

Vers 1918, Harlow Shapley mesure la distance des amas globulaires en se basant sur la relation période-luminosité des céphéides découverte par Henrietta Leavitt en étudiant les Nuages de Magellan. Il montre alors que la distribution spatiale des amas globulaires n'est pas centrée sur le système solaire, mais décalée d'environ 8 kpc en direction de la constellation du Sagittaire. C'est ainsi que l'étude de la distribution des amas globulaires a permis de déterminer la position du centre galactique (voir par exemple Shapley, 1918).

Les amas globulaires ont ensuite joué un rôle fondamental dans la compréhension de l'évolution stellaire. En considérant que toutes les étoiles d'un même amas s'étaient formées en même





FIG. 1.1 – L'amas globulaire NGC 6397 (ESO-MPI 2.2m+WFI, ESO PR Photo 23a/04).

temps et que leur composition chimique était la même, la distribution des étoiles d'un amas globulaire dans le diagramme HR a permis de quantifier les différents stades de l'évolution stellaire.

Une des toutes premières détermination d'abondances à partir de spectres d'étoiles d'amas globulaires a été publiée dans un article de Helfer et al. (1959). Ils ont déterminé la composition chimique de 3 étoiles géantes K de Population II (une d'entre elles était une étoile de champ et les deux autres appartenaient à des amas globulaires). Les temps de pose pour les étoiles d'amas allaient d'une vingtaine à plus d'une cinquantaine d'heures en utilisant plusieurs plaques sur une caméra à comptage de photons au télescope de 5 m du mont Palomar! Cette étude permit de montrer que les étoiles d'amas globulaires sont similaires aux étoiles de Population II et présentent aussi une déficience en métaux. L'étude de la composition chimique des étoiles devient alors l'un des outils fondamentaux pour confirmer la théorie de la nucléosynthèse stellaire élaborée par Burbidge et al. (1957, article plus souvent cité en tant que « B<sup>2</sup>FH »).

Durant les années 1970, de nombreuses analyses à moyenne dispersion ont permis de montrer que la dispersion des abondances dans un même amas était étonnamment faible. Ce fait indique que le gaz qui a formé ces amas était extrêmement homogène. Il existe cependant quelques exceptions comme  $\omega$  Cen pour lequel on a trouvé une grande dispersion de métallicité, ou M 22 pour lequel on a trouvé une distribution bi-modale des étoiles en fonction de leur contenu en CN.



Ce point est important lorsqu'on veut comprendre l'origine de la métallicité des amas globulaires.

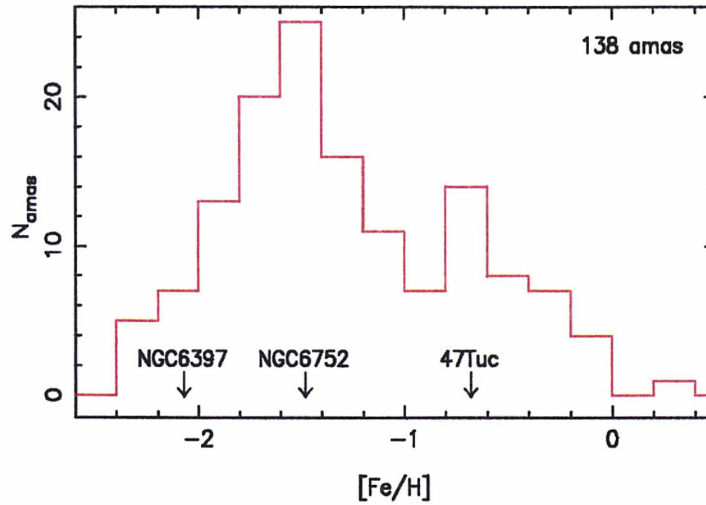


FIG. 1.2 – Distribution des amas globulaires en  $[Fe/H]$ . J'y ai indiqué la métallicité des 3 amas étudiés au cours de ma thèse.

En 1985, Zinn publie un article où il montre que :

1. La distribution en  $[Fe/H]$  des amas globulaires est bi-modale (double gaussienne, voir la figure 1.2). Il interprète cette bi-modalité (considérant également les propriétés cinématiques) des amas par l'existence de 2 populations d'amas (Zinn, 1985) : une population d'amas globulaires du halo (pauvre en métaux) et une population du disque (riche en métaux) ;
2. il n'existe pas de gradient significatif pour la métallicité des amas du halo en fonction de leur distance galactocentrique ;
3. la distribution de métallicité des amas globulaires est différente de celle des étoiles de champ du halo. En effet, tous les amas du halo observés ont une métallicité  $[Fe/H]$  comprise entre -2.5 et -1.0. En revanche, la distribution de métallicité des étoiles du halo est beaucoup plus variée, en particulier une fraction des étoiles de champ se trouve à des métallicités beaucoup plus basses ( $[Fe/H] \leq -3.0$ ). L'origine de cette limite inférieure de la métallicité des amas globulaires est une contrainte importante sur les scénarios de formation des amas globulaires.

## 1.2 Les « anomalies » d'abondance

Les amas globulaires sont souvent utilisés en tant que « laboratoires » naturels dans le but de tester différentes théories de l'évolution stellaire et de l'évolution chimique des galaxies. Ceci est dû au fait qu'on y trouve des étoiles à pratiquement tous les stades d'évolution possibles. En effet, si on admet que les étoiles d'un même amas sont toutes nées à la même période, il est en revanche très peu probable qu'elles aient toutes la même masse. Ce qui a pour conséquence qu'elles évoluent toutes à des rythmes très différents, recouvrant ainsi différentes séquences évolutives du diagramme Hertzsprung-Russel (ou du diagramme couleur-magnitude, voir figure 1.3 pour les amas étudiés dans cette thèse). Il est donc toujours très intéressant de comparer les étoiles d'amas globulaires à d'autres étoiles de la Galaxie pouvant présenter le même type d'histoire chimique, qu'elles soient dans le halo, le bulbe ou le disque.

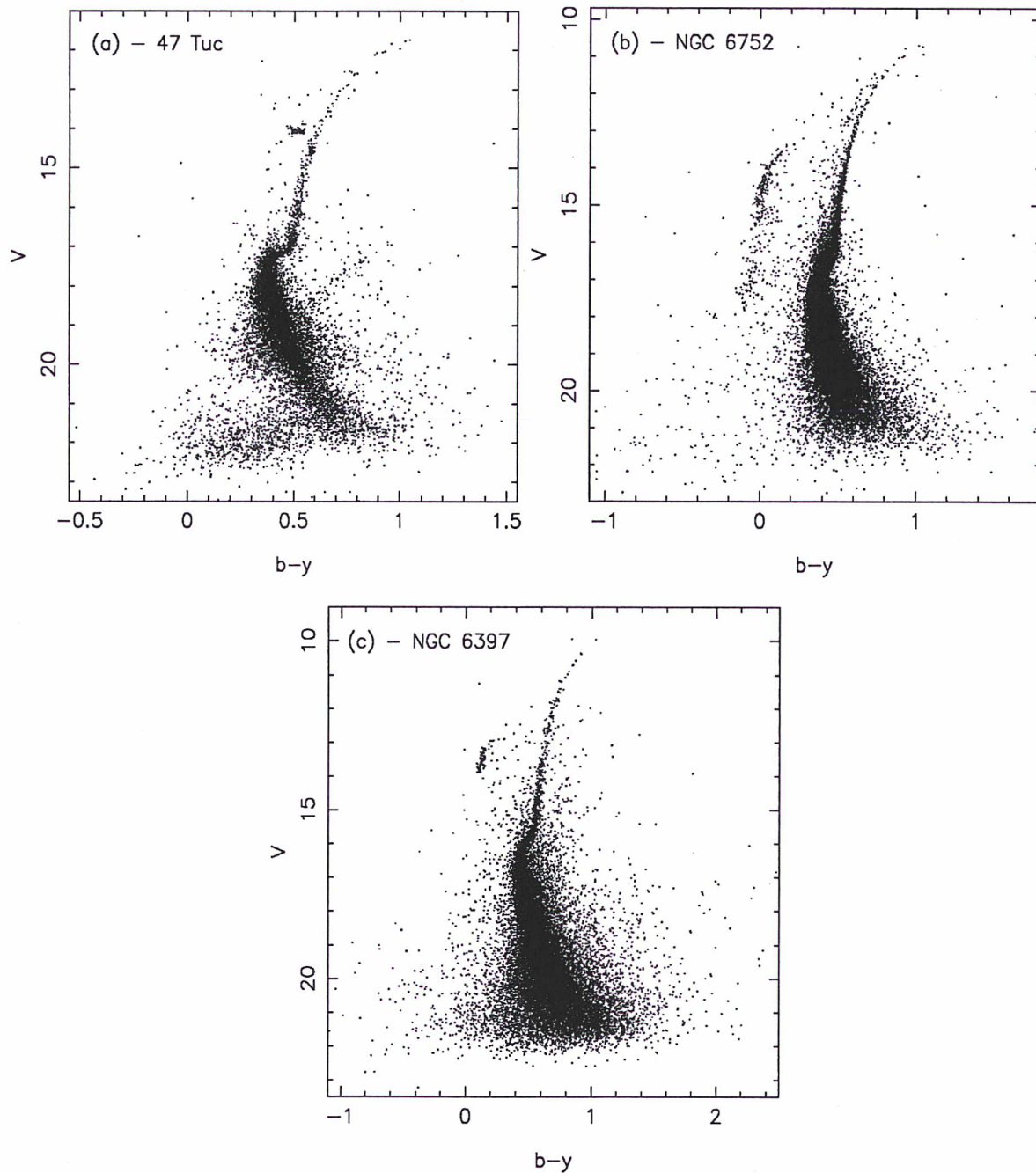


FIG. 1.3 – Diagrammes couleur-magnitude des amas globulaires observés : (a) 47 Tuc ; (b) NGC 6752 ; (c) NGC 6397. La photométrie ( $V$ ,  $b - y$ ) est de Grundahl et al. (2000).

Une caractéristique très frappante des amas globulaires est leur homogénéité exceptionnelle dans l'abondance d'éléments du pic du fer (à l'exception de l'amas  $\omega$  Cen qui montre une dispersion très importante dans les abondances de tous les éléments chimique). On pourrait donc s'attendre à ce que les abondances d'autres éléments soient similaires à ce qu'on trouve dans des étoiles de champ de la Galaxie à des métallicités comparables. Les années 1970 et les observations spectroscopiques ont pourtant été particulièrement riches en révélations concernant les abondances dans les amas. Les premières inhomogénéités d'étoile à étoile dans les amas globulaires ont ainsi été découvertes par Osborn (1971), puis confirmées définitivement par la description de Norris et al. (1981) d'une bi-modalité dans la distribution de l'intensité des raies



de CN et de CH en fonction des étoiles géantes observées dans l'amas NGC 6752.

Vers la fin des années 1970, l'utilisation de la spectroscopie à haute résolution spectrale va permettre d'étendre les analyses spectroscopiques à d'autres types d'éléments et de découvrir de nouvelles inhomogénéités au sein des amas, notamment parmi les métaux légers ou les éléments  $\alpha$  : O, Na, Mg et Al (Gratton, 1993). Ces traits caractéristiques de la grande majorité des amas globulaires seront bientôt appelés « anomalies d'abondance » en raison du fort contraste que présentent ces résultats relativement aux étoiles de champ de la Galaxie. Vers la fin des années 1980 et pendant les années 1990, des relevés systématiques ont permis d'analyser ces dispersions d'abondances et ont mis en évidence quelques propriétés très particulières, notamment l'existence d'une anti-corrélation entre les abondances d'oxygène et de sodium dans les géantes d'amas globulaires (Kraft, 1994), ainsi qu'une anti-corrélation similaire entre le magnésium et l'aluminium.

### 1.3 Évolution chimique dans les amas globulaires

La découverte d'inhomogénéités d'abondance dans les amas a évidemment donné lieu à l'apparition de plusieurs théories sur leur formation et leur évolution chimique, notamment les scénarios d'auto-enrichissement et d'auto-pollution.

Différents modèles ont été imaginés pour expliquer l'existence de ces anomalies d'abondance dans les géantes d'amas globulaires :

- les anomalies des éléments C-N-O ont été interprétées comme le résultat d'un mélange profond faisant remonter à la surface les produits créés par le cycle CNO à haute température dans la couche de l'He en combustion des géantes rouges (fonction de la croissance/décroissance des abondances de C ou N avec la luminosité le long de la RGB) ;
- une autre interprétation de ces anomalies d'abondance fait appel à une pollution externe par le biais d'une seconde génération d'étoiles formées par la matière créée dans des étoiles de masse intermédiaire pré-existantes pendant leur phase AGB. C'est ce qu'on appelle l'*auto-pollution*.

À la fin des années 1990, aucun de ces scénarios ne permettait d'expliquer la diversité des anomalies d'abondance observées dans les géantes de divers amas globulaires. Un des tests les plus puissants concernant les modèles de mélange profond dans les étoiles consiste à entreprendre une analyse spectroscopique à haute résolution d'étoiles à différents phases d'évolution le long du diagramme HR des amas globulaires (dans plusieurs amas globulaires à différentes métallicités). L'intérêt des étoiles d'amas peu brillantes (peu évoluées) est que ce sont des étoiles de petite masse qui n'ont pas encore atteint le *RGB bump* et ne peuvent donc en principe pas avoir vécu d'épisodes de mélange interne profond. Les étoiles brillantes de la RGB ne présentent en revanche aucun obstacle physique fondamental à la présence d'épisodes de mélange interne profond.

Les télescopes de la classe des 3–4 m ne permettent pas de pousser l'analyse spectroscopique à haute résolution au-delà des géantes brillantes ( $V \sim 11\text{--}12$  mag) alors que les tests des scénarios d'évolution chimique dans les amas globulaires nécessitent que l'on descende beaucoup plus dans le diagramme HR, jusqu'au étoiles naines ( $\sim 3$  à 4 ordres de magnitude plus bas), les temps d'exposition devenant alors prohibitifs pour des télescopes de cette taille. L'utilisation de télescopes de la classe des 8–10 m associés à des spectrographes efficaces devient donc nécessaire (VLT, Keck, Subaru, etc.). Le spectrographe UVES (Dekker et al., 2000) sur l'unité 2 du VLT (Kueyen) permet désormais d'effectuer des analyses spectroscopique à haute résolution et haut rapport signal sur bruit ( $S/B$ ) d'étoiles peu brillantes et très peu évoluées jusqu'à des magnitudes  $V \sim 18$  : on peut donc l'utiliser pour l'analyse d'étoiles sous-géantes à la base de la branche des



géantes rouges, voire de naines proches du turnoff.

## 1.4 Progrès récents : le programme « Globular Clusters »

L'étude des anomalies d'abondance des amas globulaires a récemment fait des progrès spectaculaires grâce à la première étude à haute résolution et haut rapport  $S/B$  d'étoiles étant à différents stades de leur séquence évolutive et dans des amas à différentes métallicités.

Le programme intensif d'observation « Globular Cluster Ages, Distances, and Metallicities » effectué à l'ESO (ESO-LP 165.L-0263, sous la direction de R. G. Gratton, INAF-Observatoire astronomique de Padoue, Italie) a été dédié à cette étude. Deux groupes d'étoiles ont été sélectionnés dans trois amas globulaires de métallicités différentes : des naines proches du turnoff et des sous-géantes à la base de la branche des géantes rouges, à des magnitudes comprises dans l'intervalle  $15 \lesssim V \lesssim 18$ , dans les amas NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc, de métallicités respectives  $[Fe/H] \simeq -2.0, -1.5$  et  $-0.7$  dex.

Un des résultats principaux concernant les anomalies d'abondance est que anti-corrélation O-Na déjà trouvée dans les géantes existe également dans les étoiles peu évoluées comme les étoiles du turnoff ou à la base de la branche des géantes rouges (RGB). Gratton et al. (2001) et Carretta et al. (2004) ont montré que ces "anomalies" sont indépendantes de la phase d'évolution de l'étoile dans les 3 amas étudiés lors de ce programme intensif. Cette découverte a été confirmée par d'autres groupes pour d'autres amas globulaires (Ramírez et Cohen, 2003, pour M 71 et M 5). La conséquence de cette découverte est que les modèles de pollution interne permettant d'expliquer les anomalies d'abondance dans les géantes d'amas globulaires ne sont pas valides pour expliquer ce qui a été trouvé dans les étoiles peu évoluées. Les derniers progrès sur les analyses chimiques d'étoiles d'amas globulaires sont résumés dans un article de revue de Gratton et al. (2004).

Un scénario, développé entre autre par Ventura et al. (2001) et D'Antona et al. (2002), a émergé parmi d'autres et permet d'expliquer les anomalies observées dans ces étoiles par un phénomène d'*auto-pollution* entre deux générations d'étoiles. Dans ce scénario, on part d'une première génération d'étoiles, qui est la population d'origine de l'amas, de même composition chimique que les étoiles de champ à la même métallicité. L'existence d'une hypothétique seconde génération formée à partir des ejecta des étoiles de masse intermédiaire les plus massives pendant leur phase AGB, lorsque l'amas avait  $\sim 10^8$  ans, et pour une période s'étalant sur quelques  $\sim 10^8$  ans, qui est en fait très courte si on la compare à l'âge actuel d'un amas qui se situe autour de  $\sim 10-14$  milliards d'années. Il reste cependant des questions sur l'intervalle de masse de ces étoiles progénitrices.

Les observations montrent que les abondances d'éléments plus lourds que le fer ne varient pas ou varient très peu au sein d'un amas globulaire (Armosky et al., 1994; James et al., 2004a,b). En particulier, on ne trouve aucune corrélation entre les abondances d'éléments produits par capture de neutrons et les anomalies observées pour les métaux légers (O, Na, Mg, Al). Ceci pourrait indiquer que les étoiles AGB progénitrices considérées dans le cadre d'un scénario d'auto-pollution ne pourraient agir que dans un intervalle de masse limité. Malheureusement, il manque à ce jour un modèle capable de prédire la production des métaux lourds dans les amas globulaires. Et si les modèles d'auto-pollution peuvent reproduire les schémas observés des anomalies d'abondance pour les métaux légers, ils n'expliquent ni l'abondance des métaux plus lourds que le fer, ni même l'origine de la métallicité des amas.



## 1.5 Étude des éléments plus lourds que le fer

La grande majorité des éléments lourds ( $Z > 30$ ) sont produits par capture neutronique rapide ou lente (processus  $r$  ou processus  $s$ , voir le chapitre 2) dépendant de temps caractéristiques relatif de capture de neutrons et de la désintégration  $\beta$ . Ce sont les travaux pionniers menés au cours des années 1950 notamment par Cameron (1957) et B<sup>2</sup>FH qui ont permis d'identifier et de séparer ces deux processus, qui apparaissent dans des conditions physiques extrêmement différentes. Il est généralement admis que les sites astrophysiques associés à ces processus sont aussi très différents.

Schématiquement, on pense que les éléments très lourds, riches en neutron (éléments  $r$ ) et une fraction des éléments lourd du premier pic (éléments  $weak-s$  vers  $A \sim 88$ ) sont probablement produits uniquement pendant les phases ultimes de la vie des étoiles massives, alors que la fusion de l'hélium dans les étoiles de petite masse et de masse intermédiaire est responsable de la formation des autres éléments (éléments  $main-s$ ). Il semble aujourd'hui probable que l'existence d'autres sites de formation, voire d'autres processus de formation de ces éléments, soit nécessaire pour expliquer la formation des éléments par capture de neutrons (Truran et al., 2002; Cowan et Sneden, 2004; Travaglio et al., 2004).

Les premières observations spectroscopiques d'éléments à capture neutronique dans des étoiles d'amas globulaires à moyenne ou haute résolution spectrale ont été réalisées durant la seconde moitié des années 1970. Dans certains cas particuliers comme celui de l'amas  $\omega$  Cen, elles ont révélé une dispersion d'abondance très importante ainsi qu'une surabondance des éléments  $s$  Sr et Ba (Dickens et Bell, 1976; Mallia, 1977) d'un facteur de plus de 30 par rapport au Soleil. Cette surabondance, jusqu'alors jamais observée dans les étoiles de champ, a alors été interprétée comme résultant du mélange interne qui a lieu dans les stades avancés de l'évolution stellaire. En fait, les rares études précédentes menées sur quelques étoiles de champ du halo avait même montré des rapports d'abondance [Ba/Fe] sous-solaires à faible métallicité (Wallerstein et al., 1963). Spite et Spite (1978b) confirment plus tard que la sous-abondance du baryum apparaît dans les étoiles de champ du halo, au moins pour des métallicités  $[Fe/H] \lesssim -1.5$ , et la question se pose alors de savoir si on peut aussi observer une telle signature dans les amas globulaires les plus pauvres en métaux (Spite et Spite, 1978a)<sup>1</sup>. Plus récemment, de nombreuses observations ont permis d'établir que le rapport [Ba/Fe] décroît dans les étoiles de champ du halo à faible métallicité et devient nettement sous-abondant par rapport à la valeur solaire dès que  $[Fe/H] \lesssim -2.5$  (voir par exemple Gratton et Sneden, 1994; McWilliam, 1998; Burris et al., 2000; Fullbright, 2002, et références dans ces articles). Cette sous-abondance du baryum peut s'interpréter comme une caractéristique du gaz à partir duquel les étoiles ont été formées et peut donc donner des informations sur l'enrichissement en métaux pendant les phases précoces de la Galaxie.

Pour revenir à la fin des années 1970, les rares amas alors observés à moyenne résolution offrent peu ou pas de réponses :  $\omega$  Cen ( $-1.7 \lesssim [Fe/H] \lesssim -1.3$ ) n'est pas assez pauvre pour qu'on puisse espérer y trouver une sous-abondance du rapport [Ba/Fe] (voir ci-dessus, Dickens et Bell, 1976; Mallia, 1977), et dans NGC 6397, pourtant plus pauvre en métaux ( $[Fe/H] \sim -2.0$ , Mallia 1977), d'après Spite et Spite (1978a), une sous-abondance d'un facteur légèrement supérieur à 2 par

<sup>1</sup>Je profite de ce passage pour faire un très bref aparté sur un point qui m'a beaucoup amusé : le hasard faisant visiblement plutôt bien les choses, il se trouve que le 80<sup>ème</sup> symposium de l'UAI a en fait eu lieu fin 1977, quelques mois seulement après ma naissance. Encore plus drôle, l'article de Spite et Spite (1978b) qui fait aujourd'hui référence parmi les premières observations d'éléments lourds dans les étoiles du halo a, quant à lui, été soumis à la revue *Astronomy & Astrophysics* en septembre de la même année, exactement un mois et deux jours après ma naissance ! Et en 2001, soit 24 ans après, j'ai été intégré à l'équipe de Monique et François Spite pour y commencer cette thèse sous la direction de Patrick François, un de leurs anciens étudiants...



rapport à la valeur solaire impliquerait une décroissance de la largeur équivalent de la raie de Ba II à 4554.0 Å de moins de 30 %, ce qui est alors bien en-dessous des erreurs observationnelles !

La comparaison de la distribution des abondances des éléments lourds dans les étoiles d'amas globulaires et les étoiles de champ nécessite donc l'utilisation de spectroscopie à haute résolution et à haut rapport  $S/B$  car les transitions des éléments à capture neutronique sont en général difficiles à mesurer. Nous avons déjà vu qu'en réalité, l'utilisation des meilleurs instruments associés aux télescopes de la classe des 4 m ne permettait d'étudier que des étoiles plus brillantes que  $V \sim 12-13$  mag (section 1.3). Dans le cas des amas globulaires, cela signifiait qu'on ne pouvait analyser que les étoiles situées tout en haut de la branche des géantes rouges. De plus, il n'existait encore récemment pas de spectrographe ayant une couverture spectrale incluant le proche ultra-violet. Les spectres des étoiles étaient principalement centrées sur la région jaune-rouge où les étoiles froides émettent le plus de flux et où la plupart des transitions nécessaires à l'étude des anomalies d'abondance de métaux légers étaient mesurables. Cependant, la majorité des transitions des éléments produits par capture de neutrons apparaît dans l'UV où le flux de l'étoile est plus faible. Malheureusement, dans ces étoiles relativement froides, cette région est extrêmement riche en raies très fortes rendant la mesure de l'abondance des éléments lourds difficile (raies trop faibles ou raies trop fortes, mélange de raies). Ainsi, la majeure partie des déterminations d'abondance des éléments lourds effectuées dans ces étoiles du haut de la branche des géantes sont très imprécises et ne se limitent en général qu'au baryum et à l'euporium, éléments qui possèdent des transitions mesurables dans la partie rouge du spectre.

Des progrès peuvent être faits au moyen de l'analyse d'étoiles plus chaudes, c'est-à-dire moins évoluées et donc moins lumineuses (voir section 1.4). Ce travail ne peut donc être fait qu'au moyen de télescopes de la classe des 8-10 mètres.

## 1.6 Sur l'enrichissement des amas en éléments lourds

Truran (1988) a suggéré un test des scénarios d'auto-enrichissement permettant d'expliquer la métallicité et l'abondance des éléments plus lourds que le fer dans les amas globulaires : si les amas globulaires ont été formés à partir de matière primordiale, alors les éléments chimiques observés aujourd'hui dans les étoiles encore présentes proviendraient des ejecta de générations précédentes d'étoiles très massives (supernovæ de type II) qui auraient auto-enrichi la matière de l'amas. Dans ce cas, les étoiles d'amas du halo devraient avoir des rapports  $[\alpha/\text{Fe}]$  élevés et des abondances d'éléments lourds caractéristiques d'une nucléosynthèse par processus  $r$ , comme ce qu'on observe typiquement dans les étoiles de champ du halo les plus déficientes en métaux.

Le but de mon travail de thèse a été de déterminer les abondances de métaux lourds dans les étoiles peu évoluées d'amas à des métallicités très différentes afin de tester le scénario de l'auto-enrichissement.

# Chapitre 2

## Synthèse des éléments lourds

### Sommaire

---

<b>2.1 Rappels sur la nucléosynthèse des éléments légers . . . . .</b>	<b>11</b>
<b>2.2 Synthèse des éléments plus lourds que le fer . . . . .</b>	<b>13</b>
2.2.1 Captures neutroniques et désintégrations $\beta$ . . . . .	13
2.2.2 Le processus $s$ . . . . .	14
2.2.3 Le processus $r$ . . . . .	15
2.2.4 Le processus $p$ . . . . .	17

---

### 2.1 Rappels sur la nucléosynthèse des éléments légers

Si on se réfère toujours aux articles de Cameron (1957) ou B<sup>2</sup>FH en ce qui concerne les travaux pionniers sur la nucléosynthèse, il est évident que de nombreux progrès ont été réalisés durant les dernières décennies en ce qui concerne la compréhension de la physique mise en jeu ainsi que des sites astrophysiques impliqués dans la formation des éléments chimiques. À l'occasion des 40 ans de la publication de l'article de B<sup>2</sup>FH, Wallerstein et al. (1997) dressent le bilan de ces progrès et des questions qui restent à résoudre.

Il n'est pas question ici de détailler la nucléosynthèse des éléments légers, mais simplement de rappeler très schématiquement dans quelles conditions sont fabriqués les éléments jusqu'au fer dans les étoiles.

Les sites astrophysiques de la nucléosynthèse sont tout d'abord le Big Bang, principalement pour la production de l'hydrogène et de l'hélium, puis différents objets stellaires pendant leur évolution stable (hydrostatique), lors de l'éjection de vents stellaires, au moment des phases d'explosion sous forme de des novæ ou supernovæ, etc. Je rappellerai ici uniquement les différentes phases de fusion dans les étoiles (voir par exemple Clayton, 1983).

On peut distinguer 2 sortes de fusion nucléaire : (1) les phases de fusion hydrostatique, sur des échelles de temps dictées par les pertes d'énergie des étoiles; (2) la fusion explosive due à l'hydrodynamique d'événement particuliers. Les différentes étapes de la fusion hydrostatique sont caractérisées par des seuils de température qui permettent aux particules chargées de franchir des barrières de répulsion coulombiennes de plus en plus grandes. Le premier seuil étant d'environ  $10^7$  K, qui est la température à laquelle démarre la fusion de l'hydrogène.

**Fusion de l'hydrogène** : l'<sup>4</sup>He est obtenu lors de la fusion de l'hydrogène par cycle proton-proton ( $pp$ ) ou lors de cycles CNO ; l'<sup>3</sup>He vient d'une chaîne  $pp$  incomplète. La chaîne  $pp$  la



plus simple peut s'écrire  ${}^1\text{H}(p, e^+ \nu){}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$  et est complétée par  ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ . La chaîne dominante des cycles CNO est  ${}^{12}\text{C}(p, \gamma){}^{13}\text{N}(e^+ \nu){}^{13}\text{C}(p, \gamma){}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}(e^+ \nu){}^{15}\text{N}(p, \alpha){}^{12}\text{C}$ , et elle est contrôlée par la réaction la plus lente qui est  ${}^{14}\text{N}(p, \gamma){}^{15}\text{O}$ ;

**Fusion de l'hélium** : lorsque la température atteint quelques  $10^8$  K, la fusion de l'hélium permet de produire le  ${}^{12}\text{C}$  et  ${}^{16}\text{O}$  par les réactions  ${}^4\text{He}(2\alpha, \gamma){}^{12}\text{C}$  (réaction « triple- $\alpha$  ») et  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ ;  ${}^{18}\text{O}$  et le  ${}^{22}\text{Ne}$  sont partiellement dues à des captures de particules  $\alpha$  par des noyaux de  ${}^{14}\text{N}$  présents pendant les phases de fusion de l'He;

**Fusion du carbone** : vers  $10^9$  K, la fusion du carbone permet de produire du  ${}^{23}\text{Na}$ , du  ${}^{20}\text{Ne}$  et du  ${}^{23}\text{Mg}$  par les réactions  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, p){}^{23}\text{Na}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, \alpha){}^{20}\text{Ne}$  et  ${}^{12}\text{C}({}^{12}\text{C}, n){}^{23}\text{Mg}$ . Ces réactions sont ensuite complétées par la fusion du néon par photodésintégration vers  $1.5 \times 10^9$  K, selon les réactions  ${}^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha){}^{16}\text{O}$  et  ${}^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma){}^{24}\text{Mg}$ ;

**Fusion de l'oxygène** : les éléments Mg, Al, Si, P et S sont en partie dûs à la fusion de l'oxygène qui a lieu pour des températures d'au moins  $2 \times 10^9$  K. Les réactions principales sont  ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, p){}^{31}\text{P}$ ,  ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, \alpha){}^{28}\text{Si}$  et  ${}^{16}\text{O}({}^{16}\text{O}, n){}^{31}\text{S}$ . À ce stade, d'autres éléments (Cl, Ar, K, Ca, Ti, ...) peuvent être formés par association de protons, neutrons ou particules  $\alpha$  aux noyaux existants;

**Fusion du silicium** : il s'agit de la dernière étape de fusion possible dans le coeur d'une étoile. Elle commence à des températures de  $3 \times 10^9$  K et a lieu lorsque l'étoile est encore en équilibre hydrostatique, mais aussi pendant la phase d'explosion des supernovæ. Parmi la grande variété d'éléments qui peuvent se former pendant ces deux phases, une grande majorité fini concentrée autour du fer. Par exemple, le  ${}^{28}\text{Si}$  et le  ${}^{32}\text{S}$  sont réarrangés en éléments du pic du fer, l'élément principalement produit lors de la fusion explosive étant le  ${}^{56}\text{Ni}$  qui se désintègre ensuite en  ${}^{56}\text{Fe}$ .

Les réactions décrites ci-dessus sont capables de synthétiser progressivement tous les éléments jusqu'au fer en partant des plus légers. Elles ne peuvent cependant pas produire d'éléments plus lourds que le fer. En effet, il s'agit là du noyau le plus stable, c'est-à-dire celui dont l'énergie de liaison par constituant (force avec laquelle un élément du noyau, proton ou neutron, est lié à l'ensemble) est la plus élevée. Les éléments plus lourds que le fer voient donc leur énergie de liaison par nucléon décroître et les réactions entre particules chargées deviennent impossibles en raison d'une barrière coulombienne trop élevée (voir par exemple Arnett, 1996). Parmi les différents modèles permettant d'estimer les ejecta des premières supernovæ pour des noyaux de masse inférieure à  $A = 66$  (zinc), on peut notamment citer celui de Woosley et Weaver (1995) qui ont établi leurs prédictions à partir d'une grille de masses stellaires comprises dans l'intervalle  $11 \lesssim M/M_\odot \lesssim 40$  et pour des métallicités de  $Z = 0, 10^{-4}, 0.01, 0.1$  et 1 fois la métallicité solaire.

Dès la fin des années 1950, B<sup>2</sup>FH et Cameron (1957) ont pu poser les fondements nécessaires à notre compréhension de la formation des noyaux plus lourds que le fer. B<sup>2</sup>FH ont notamment déterminé que les noyaux lourds étaient formés lors de 3 processus de nucléosynthèse distincts, qu'ils ont appelé *r*, *s* et *p* (voir figure 2.2 et la suite). D'autres réactions que celle décrites précédemment sont donc capables de produire des éléments lourds à partir d'éléments situés à gauche du pic du fer ( $Z \leq 56$ ) et reposent en partie sur des captures de neutrons par des noyaux (ce processus n'est donc pas affecté par la répulsion coulombienne). Ces neutrons sont libérés principalement à 2 étapes de la nucléosynthèse dans les étoiles : (1) pendant les phases de fusion de l'hélium dans le coeur des étoiles ou lors de la fusion en couche; (2) à la suite de la fusion explosive du silicium, dans les supernovæ de type II. Suivant le milieu dans lequel elles ont lieu, ces réactions de capture neutronique peuvent être soit lentes (processus *s*, de l'anglais *slow*), soit rapides (processus *r*, de l'anglais *rapid*). Le processus *p* est quant à lui responsable de la synthèse



des quelques noyaux riches en protons qui ne peuvent pas être fabriqués par les deux processus précédents. Les premières évaluations quantitatives des idées de B<sup>2</sup>FH et Cameron (1957) ont été faites dans les années 1960 avec les travaux de Clayton et al. (1961) et Seeger et al. (1965) sur les processus *s* et *r*.

## 2.2 Synthèse des éléments plus lourds que le fer

### 2.2.1 Captures neutroniques et désintégrations $\beta$

Considérons un ensemble de noyaux bombardés par un flux de neutrons. L'absorption d'un neutron par un élément  $(Z, A)^1$  conduit à la réaction :



formant un noyau  $(Z, A+1)$ . Si ce noyau est stable, le processus peut continuer avec l'absorption d'autres neutrons afin de fabriquer successivement des noyaux  $(Z, A+2)$ ,  $(Z, A+3)$ , ..., etc. À n'importe quel moment de la chaîne (étape  $i = 1, 2, \dots$ ), il se peut cependant qu'on fabrique un noyau instable qui subira alors une désintégration  $\beta^-$  (voir les différentes réactions possibles à partir d'un noyau donné sur la figure 2.1) :



Dans ce cas, la poursuite du processus va dépendre de la stabilité des éléments  $(Z+1, A+i)$ . Le paramètre fondamental qui va déterminer la façon dont ces réactions de capture de neutrons vont se produire est le flux de neutrons.

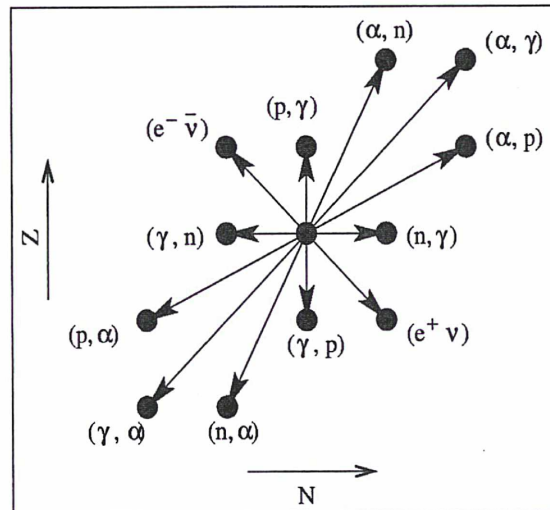


FIG. 2.1 – Réactions nucléaires dans le plan  $(Z, N)$  à partir d'un noyau  $(Z, A)$ .

Le temps moyen entre la capture de 2 neutrons est de l'ordre de :

$$\tau_{\text{cap}} \simeq (\sigma_n \Phi_n)^{-1} = (n_n \langle \sigma_n v \rangle)^{-1} \quad (2.3)$$

où  $\Phi_n$  est le flux de neutrons,  $n_n$  est la densité de neutrons,  $v$  est la vitesse des neutrons et  $\sigma_n$  est la section efficace d'absorption d'un neutron. Pour  $\sigma_n \sim 10^{-25} \text{ cm}^2$  et  $v \sim 3 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}$ , on a  $\tau_{\text{cap}} \sim 10^9 \text{ ans} \times n_n^{-1}$ .

<sup>1</sup> $Z$  et  $A$  sont respectivement le nombre de protons et le nombre de masse ou nombre de nucléons du noyau considéré.

2.2.2 Le processus  $s$ 

Si  $\tau_{\text{cap}} < \tau_\beta$ , où  $\tau_\beta$  est la durée de vie du noyau lors d'une désintégration  $\beta$ , alors l'addition de neutrons supplémentaires est possible. Par contre, si  $\tau_{\text{cap}} > \tau_\beta$ , le noyau subira une désintégration  $\beta^-$  avant d'avoir pu former le prochain isotope. En général,  $\tau_\beta$  peut varier d'une fraction de seconde à quelques années et est évidemment indépendant de  $\Phi_n$ ;  $\tau_{\text{cap}}$  varie par contre à l'inverse du flux de neutrons  $\Phi_n$  et peut donc devenir plus grand que  $\tau_\beta$  dans le cas de faibles flux de neutrons. Dans de telles conditions, on forme des éléments  $s$  car les captures de neutrons sont lentes. Dans la distribution des abondances solaires, on remarque que la distribution de ces éléments présente des maxima aux numéros atomiques  $A = 88, 138$  et  $208$  (voir figure 2.2), qui correspondent aux isotopes des nombres « magiques » de neutrons  $N = 50, 82$  et  $126$ . La synthèse des éléments  $s$  suit la vallée de stabilité nucléaire dans le plan  $(Z, N)$ .

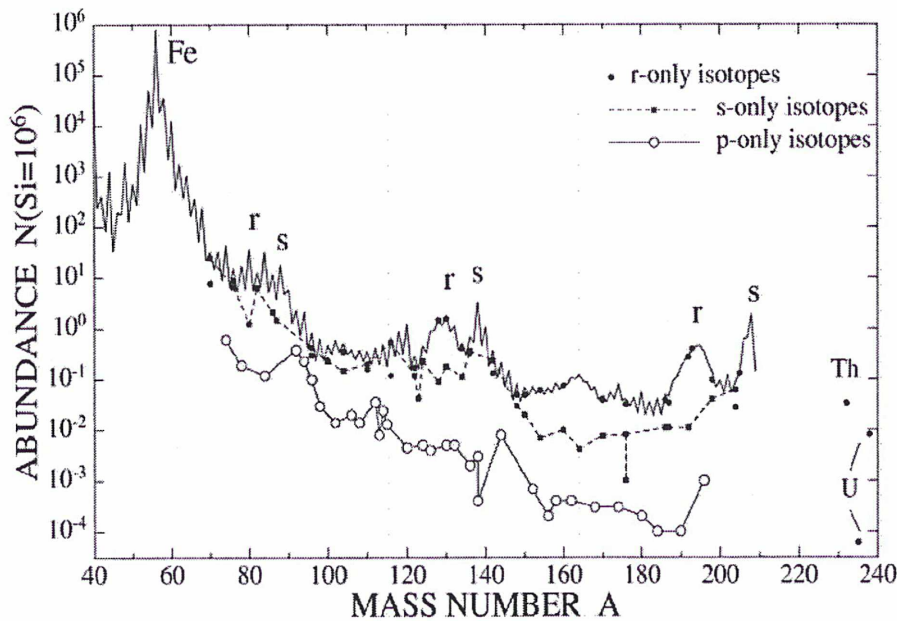


FIG. 2.2 – Abondance des métaux lourds dans le système solaire en fonction du nombre de masse. On voit nettement les doubles pics correspondant à une nucléosynthèse par processus  $r$  ou  $s$  ( $A = 88, 138$  et  $208$ ) ou  $r$  ( $A = 80, 130$  et  $195$ ).

 Contraintes et sites astrophysiques du processus  $s$ 

Dans le cas des noyaux avec des nombres « magiques » de neutrons, les abondances s'accroissent en raison des faibles taux de destruction (voir les pics d'abondance de la figure 2.2). Pour la plupart des noyaux se trouvant entre deux nombres magiques, on peut faire l'approximation suivante  $\sigma_n N_A \sim \text{const.}$ , où  $N_A$  est l'abondance du nucléide  $A$ . On a donc  $N_A \propto \sigma_n^{-1}$ . L'étude de la valeur solaire  $(\sigma_n N_A)_\odot$  permet de déterminer la composante  $s$  pour les noyaux d'origine uniquement  $s$  et d'obtenir les contributions des fractions  $s$  et  $r$  à l'abondance solaire pour les noyaux mixtes.

On appelle rapport de branchement la valeur  $f_\beta = \frac{\lambda_\beta}{\lambda_\beta + \lambda_n}$ , où  $\lambda_\beta$  et  $\lambda_n$  sont respectivement les taux de réaction de désintégration  $\beta$  et de capture neutronique, avec  $\lambda_n = n_n (\sigma_n v)$ . Les points de branchement sont les isotopes pour lesquels il y a une compétition entre les captures neutroniques et les désintégrations  $\beta$ . Si  $\lambda_\beta$  ne dépend pas de la température,  $f_\beta$  ne dépend donc



que de  $n_n$  et on peut calculer les valeurs solaires des rapports d'isotopes produits uniquement par le processus  $s$  moyennant une connaissance expérimentale des sections efficaces. Il arrive toutefois que  $\lambda_\beta$  dépende de la température. Dans ces cas, les probabilités de désintégration  $\beta$  peuvent être affectées. Les branchements impliquant des noyaux dont la désintégration  $\beta$  possède cette propriété peuvent alors fournir des informations sur la température à laquelle se déroule la capture neutronique, ainsi que sur la densité neutronique et la densité de masse :  $T \simeq 2-3 \times 10^8$  K ;  $n_n \simeq 2-4 \times 10^8$  cm<sup>-3</sup> ;  $\rho \simeq 2.6-13 \times 10^3$  g cm<sup>-3</sup>.

Dans les milieux où la densité de neutrons est  $n_n \lesssim 10^5$  cm<sup>-3</sup>, l'échelle de temps caractéristique des captures neutroniques est de l'ordre de  $\tau_{\text{cap}} \gtrsim 10^4$  ans et est donc plus grand que n'importe quelle durée de vie d'un noyau subissant une désintégration  $\beta$  ( $\tau_{\text{cap}} \gg \tau_\beta$ ). Ce type de milieu à faibles flux de neutrons favorisera donc le processus  $s$ .

La reproduction de la distribution «  $\sigma_n N_A$  » en fonction du nombre de masse  $A$  permet de séparer les processus  $r$  ou  $s$  et montre la nécessité d'introduire une composante supplémentaire de processus  $s$  pour expliquer les surabondances des éléments tels que  $A < 90$ . On distingue donc deux types de processus  $s$ , appelés *weak s* (processus  $s$  faible) et *main s* (processus  $s$  principal), qui se différencient en particulier par le(s) milieu(x) astrophysique(s) où ont lieu les captures neutroniques. D'un point de vue purement observationnel, l'étude des rapports d'abondance [Sr, Y/Ba] en fonction de la métallicité permet de comparer des éléments formés par les deux sortes de processus  $s$  (Sr, Y) à un élément formé uniquement par processus *main s* et de donner des contraintes sur la source secondaire de production de ces éléments.

Le processus *weak s* peut avoir lieu pendant l'évolution d'étoiles massives ( $M \gtrsim 15 M_\odot$ ), lors de la fusion du noyau d'hélium ou des phases de fusion en couche du carbone et du néon (Prantzos et al., 1990b; Raiteri et al., 1993). Les neutrons sont essentiellement produits par la réaction  $^{22}\text{Ne}(^4\text{He}, n)^{25}\text{Mg}$ . Les noyaux de  $^{22}\text{Ne}$  pré-existants ont été synthétisés à partir de produits du cycle CNO par la chaîne de réactions  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta^+)^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ . Les captures neutroniques successives sur des noyaux de  $^{56}\text{Fe}$  produisent alors les éléments de nombre de masse  $A < 90$  (Kr, Sr, Y, etc.).

Le processus *main s* a lieu lors de la fusion en couche de l'He dans les étoiles de faible masse ( $M \sim 1-3 M_\odot$ ) ou de masse intermédiaire ( $4 < M/M_\odot < 8$ ), typiquement des étoiles de la branche asymptotique des géantes (voir par exemple l'article de revue de Busso et al., 1999) dans lesquelles on trouve du  $^{13}\text{C}$  suite à des réactions  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$  dans une couche mince de l'enveloppe d'hélium (les protons ayant pénétré l'enveloppe par diffusion ou convection). Les réactions du type  $^{13}\text{C}(^4\text{He}, n)^{16}\text{O}$  sont alors les sources principales de neutrons. La réaction  $^{22}\text{Ne}(^4\text{He}, n)^{25}\text{Mg}$  est aussi nécessaire pour expliquer les abondances aux points de branchement, mais elle ne contribue ici que de façon minoritaire à la production des neutrons susceptibles d'être capturés. Les captures neutroniques par des noyaux de  $^{56}\text{Fe}$  produisent alors des éléments avec des nombres de masse  $A > 90$  (Ba, Pb, etc.).

### 2.2.3 Le processus $r$

Si le flux de neutrons est suffisamment grand, on peut arriver à synthétiser des isotopes de plus en plus lourds par addition de neutrons avant d'arriver à la synthèse d'un noyau pour lequel la réaction  $(\gamma, n)$  va avoir lieu avant la réaction  $(n, \gamma)$ . Ceci conduit à une suite d'éléments  $r$ . Tout comme pour les abondances des éléments  $s$  dans le Soleil, la distribution des noyaux formés par processus  $r$  dans le Soleil présente des maxima aux numéros atomiques  $A = 80, 130$  et  $195$  (voir figure 2.2), associés aussi aux nombres de neutrons dits « magiques »  $N = 50, 82$  et  $126$ . Ces maxima sont donc légèrement décalés de  $\sim 10$  unités par rapports aux maxima de la distribution des éléments  $s$ . Le chemin suivi par la synthèse des éléments  $r$  est assez éloigné de



la vallée de stabilité nucléaire, du côté enrichi en neutrons du plan  $(Z, N)$ .

La distribution empirique du processus  $r$  est obtenue en soustrayant la contribution  $s$  calculée des abondances solaires :  $N_{r,A} \equiv N_{\odot,A} - N_{s,A}$ . Les contributions éventuelles du processus  $p$  (voir plus loin) sont très faibles et peuvent en général être négligées (voir aussi la figure 2.2).

Les captures de neutrons successives dans des environnements « thermonucléaires » (à très forte densité de neutrons,  $n_n \gtrsim 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T > 10^9 \text{ K}$ ) vont fabriquer de plus en plus d'isotopes riches en neutrons sur des échelles de temps très rapides, de l'ordre de  $\tau_{\text{cap}} \lesssim 10^{-4} \text{ s}$ , en comparaison aux échelles de temps de demi-vie de la décroissance  $\beta$  ( $\tau_{\text{cap}} \ll \tau_\beta$  ou  $\lambda_n \gg \lambda_\beta$ , avec  $\tau_\beta \sim 10^{-1} - 10^{-3} \text{ s}$ ). Un tel milieu est typiquement caractérisé par le processus  $r$ . L'équilibre est atteint par les réactions :



car les réactions successives de capture neutronique mènent à des noyaux d'énergie de liaison entre neutrons décroissante. Lorsque l'équilibre est atteint, il faut attendre une désintégration  $\beta$  pour avoir un isotope avec  $Z+1$  protons, qui atteindra à son tour un équilibre  $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$ , et ainsi de suite. La résolution du système d'équations différentielles décrivant l'évolution des abondances  $r$  se fait de manière numérique et permet finalement d'obtenir des abondances purement  $r$  en fonction du temps de durée du processus  $r$ . En utilisant l'équation de Saha (voir chapitre 4) sur l'équilibre de concentration des neutrons  $n_n$  et des particules  $N_A$  et  $N_{A-1}$ , on peut alors déduire les abondances de différents isotopes.

### Contraintes et sites astrophysiques du processus $r$

La plupart des isotopes instables du chemin suivi par le processus  $r$ , et qui sont à 15–35 unités de masse de la vallée de stabilité nucléaire dans le plan  $(Z, N)$ , n'est pas étudiée directement par des expériences de laboratoire. La physique nucléaire théorique doit pouvoir fournir des données fiables concernant les formules de masses qui déterminent le chemin emprunté par le processus  $r$ , les taux de désintégration  $\beta$ , les propriétés des états excités des noyaux sur le chemin du processus  $r$  pour les fonctions de partition (voir aussi chapitre 4), les barrières de fission et le rendement du processus  $r$  pour estimer l'interruption du processus  $r$ , les temps caractéristiques d'émission de neutrons, de fission et de décroissance  $\alpha$  pour caractériser la phase post-processus  $r$ , afin de déterminer le rendement du processus  $r$  aux isotopes stables.

Les analyses d'étoiles vieilles et très déficientes en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ) dans la Galaxie semblent indiquer très nettement que les abondances des métaux lourds sont compatibles avec le processus  $r$  solaire (voir entre autre Spite et Spite, 1978b; Gilroy et al., 1988; Gratton et Sneden, 1994; McWilliam, 1998; Burris et al., 2000; Fulbright, 2002; Hill et al., 2002; Sneden et al., 2003; François et al., 2003). D'après l'interprétation de Truran (1981), ceci indiquerait que le processus  $r$  est d'origine primaire et a contribué à l'enrichissement des éléments dans la Galaxie avant le processus  $s$ . L'étude du rapport d'abondances entre un élément caractéristique du processus  $s$  et un élément typiquement  $r$ , comme le rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$ , en fonction de la métallicité permet alors d'observer la contribution croissante du processus  $s$  au cours de l'histoire de la synthèse des éléments lourds.

Certaines observations très récentes d'étoiles à très faible métallicité montrent l'existence de sites du processus  $s$  à des métallicités aussi faibles que  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3.0$  (voir p. ex. Sivarani et al., 2004, et références dans le texte). D'autres analyses d'étoiles à des métallicités de  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -3.0$  (Honda et al., 2004; François et al., 2005) révèlent une très forte dispersion du rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  à ces métallicités, ce qui semble confirmer que, comme dans le cas du processus  $s$ , il puisse y avoir deux sources de processus  $r$ , que l'on nomme de façon analogue *weak r* et *main r*. Le processus *weak r* serait d'origine secondaire et n'aurait lieu que dans les cas où l'équilibre  $(n, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, n)$



ne peut pas être atteint. Il aurait une influence similaire au processus *weak s* en ne contribuant qu'à la production d'éléments moins lourds que le baryum, ce qui expliquerait alors pourquoi les rapports d'abondance [Sr, Y, Zr/Ba, Eu] ne sont pas constants et représentatifs du processus *r* solaire à très faible métallicité (Qian et Wasserburg, 2001; Travaglio et al., 2004).

La question de l'origine du processus *r* est encore loin d'être tranchée. Parmi les sites prometteurs, on compte les vents de neutrinos émis par l'étoile à neutron formée lors de l'explosion en supernova due à l'effondrement du noyau de fer d'étoiles très massives (supernovæ de type II ; Woosley et al., 1994; Wanajo et al., 2002), l'effondrement de noyaux O-Ne-Mg dans des étoiles de 8 à 10  $M_{\odot}$  (Wanajo et al., 2003) et les collisions d'étoiles à neutrons (Freiburghaus et al., 1999). Il est cependant assez difficile de favoriser l'un ou l'autre de ces scénarios. Ishimaru et al. (2004) rapportent aussi des résultats sur la dispersion de l'abondance d'euporium à très basse métallicité. De telles observations devraient apporter de fortes contraintes sur les modèles de nucléosynthèse et pourraient suggérer que les toutes premières étoiles n'ont pas pu toutes être à la fois des sites de formation pour les éléments *r* et pour le fer.

Enfin, la détection d'éléments radioactifs comme le thorium ou l'uranium (voir notamment Hill et al., 2002) dans des étoiles déficientes en métaux permet une datation des étoiles les plus anciennes. Cette technique dépend des rapports d'abondance déterminés à partir des observations, mais aussi de prédictions théoriques sur les rapports d'abondance initiaux des éléments radioactifs synthétisés par le processus *r* (Th/Eu, Th/U, etc.). Plus de détails sur les dernières avancées dans la compréhension du processus *r* peuvent être trouvés dans les articles de Truran et al. (2002) et Cowan et Sneden (2004).

#### 2.2.4 Le processus *p*

Il existe un autre processus permettant de synthétiser les 35 noyaux que les processus *s* et *r* ne peuvent pas atteindre. Sur la figure 2.2, il apparaît que la contribution du processus *p* aux abondances solaires est très minoritaire par rapport à la contrepartie des processus *r* et *s*, sauf dans le cas de quelques noyaux relativement légers ( $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{94}\text{Mo}$ ,  $^{96}\text{Ru}$ ,  $^{98}\text{Ru}$ ). La distribution d'abondances du processus *p* présente 2 pics, l'un au  $^{92}\text{Mo}$  et l'autre au  $^{144}\text{Sm}$ . Pour plus de détails sur le processus *p*, on pourra se référer à l'article de revue de Lambert (1992).

Le mécanisme du processus *p* nécessite une synthèse préalable de noyaux *s* ou *r* soumis ensuite à de très fortes températures. Dans ces conditions, les noyaux *s* et *r* vont alors être transformés en noyaux instables déficients en neutrons par des réactions ( $\gamma$ , *n*). Une fois que ces noyaux sont assez riches en protons et assez éloignés de la vallée de stabilité nucléaire (environ 5 unités de masse), ils subissent une suite de réactions ( $\gamma$ , *p*) et ( $\gamma$ ,  $\alpha$ ). Les nouveaux noyaux sont donc décalés en direction du fer (*Z* inférieurs). Il n'y a pas de température unique permettant la production successive de tous les noyaux *p*. L'abondance solaire peut toutefois être reproduite par une suite d'expositions à différentes températures.

Parmi les sites du processus *p*, les supernovæ de type II pourraient fournir les différentes conditions menant à la distribution des abondances solaires par le processus *p* selon la couche de la proto-supernova considérée. La région interne de l'enveloppe d'O/Ne atteint les températures les plus élevées et permet donc d'être proche d'un état hors équilibre statistique nucléaire. Les noyaux *p* les plus légers peuvent être fabriqués dans cet environnement. La zone extérieure de l'enveloppe produit les noyaux *p* les plus lourds. Une application de cette idée a été faite par Prantzos et al. (1990a), qui ont calculé la distribution d'abondances des noyaux *p* dans le cadre d'un modèle adapté à la supernova SN 1987A.





# Chapitre 3

## Observations et réduction des données

### Sommaire

---

<b>3.1 Observations</b> . . . . .	<b>19</b>
3.1.1 Le ESO-Large Programme « Globular Cluster Ages, Distances, and Metallicities » . . . . .	19
3.1.2 Étoiles d’amas globulaires . . . . .	20
3.1.3 Étoiles de champ . . . . .	23
<b>3.2 Réduction des données</b> . . . . .	<b>24</b>
3.2.1 Du spectre brut au spectre réduit . . . . .	24
3.2.2 Normalisation des spectres . . . . .	24
3.2.3 Mesure des largeurs équivalentes . . . . .	25

---

### 3.1 Observations

#### 3.1.1 Le ESO-Large Programme « Globular Cluster Ages, Distances, and Metallicities »

Les observations qui ont servi pour mon travail de thèse ont pratiquement toutes été effectuées avant le début de mon doctorat. Le programme « Globular Cluster Ages, Distances, and Metallicities » (ESO-LP 165.L-0263, PI : R. G. Gratton, INAF–Observatoire de Padoue, Italie) a bénéficié de 30 nuits sur le spectrographe échelle à haute résolution UVES<sup>1</sup> au télescope Kueyen (UT2) du VLT (ESO Paranal, Chili). Ces observations ont été décomposées en tranches de 6 nuits consécutives en juin et septembre 2000, puis en août et octobre 2001, et finalement en juillet 2002. Nous avons obtenu des spectres pour un ensemble d’étoiles naines très proches du turnoff et pour un ensemble d’étoiles sous-géantes à la base de la RGB dans 3 amas globulaires : 47 Tuc (NGC 104), NGC 6752 et NGC 6397 :

- 47Tuc / NGC 104 → 3 naines + 8 sous-géantes ;
- NGC 6752 → 9 naines + 9 sous-géantes ;
- NGC 6397 → 5 naines + 3 sous-géantes.

Un échantillon de 25 étoiles de champ du halo a aussi été obtenu avec le même instrument afin d’établir une comparaison avec les étoiles des 3 amas globulaires.

---

<sup>1</sup>UVES : *UV-Visual Echelle Spectrograph*

### 3.1.2 Étoiles d'amas globulaires

La liste des étoiles individuelles observées dans les 3 amas globulaires est donnée aux tableaux 3.1, 3.2 et 3.3. La photométrie et l'identification des étoiles sont de Grundahl et al. (2000). La figure 3.1 montre l'emplacement des étoiles étudiées dans les diagrammes couleur-magnitude des 3 amas globulaires 47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397. Les temps d'exposition variaient typiquement de 1–2 heures pour les sous-géantes les plus brillantes ( $V \gtrsim 15.5$  mag) à environ 4–5 heures (en 3 ou 4 poses) pour les étoiles du turnoff les moins brillantes ( $V \gtrsim 17$  mag). L'acquisition a été faite avec la lame séparatrice dichroïque #2 sur UVES qui permet de couvrir un large domaine spectral : 3500–4700 Å pour les spectres bleus et 5700–8700 Å pour les rouges. La largeur de la fente était généralement de 1" ce qui donne une résolution ( $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ ) de 43 000 au centre d'un ordre. Cette valeur était cependant variable entre 0.7" et 1.2" selon les conditions d'observation (*seeing*). La longueur de la fente était toujours de 8" afin de permettre une bonne soustraction du ciel, ce qui était nécessaire étant donné que la plupart des observations ont été effectuées par temps de pleine Lune. Dans les spectres bleus et à une longueur d'onde de 4500 Å, le rapport  $S/B$  varie entre  $\sim 15$ –45 dans les étoiles de NGC 6752,  $\sim 20$ –30 dans celles 47 Tuc, et  $\sim 50$  dans NGC 6397. Dans les spectres rouges, vers 6500 Å, le rapport  $S/B$  est de  $\sim 30$ –65 dans NGC 6752,  $\sim 40$  dans 47 Tuc, et  $\sim 90$ –100 dans NGC 6397.

NGC 104 / 47 Tuc						
$(\alpha_{J2000.0} = 00^{\text{h}} 24^{\text{min}} 05.2^{\text{s}}; \delta_{J2000.0} = -72^{\circ} 04' 58'')$						
Id. étoile	Type <sup>(a)</sup>	$V$	$u$	$b$	$v$	$b - y$
429	SG	16.703	19.022	17.202	17.953	0.499
201075	SG	16.817	18.987	17.302	18.013	0.485
206415	SG	16.719	18.940	17.213	17.932	0.494
435	SG	16.732	19.022	17.213	17.960	0.481
201600	SG	16.682	19.001	17.168	17.920	0.486
456	SG	16.767	19.016	17.256	17.989	0.489
433	SG	16.703	18.993	17.198	17.945	0.495
478	SG	16.846	19.131	17.339	18.076	0.493
975	TO	17.330	19.068	17.717	18.247	0.387
1081	TO	17.420	19.099	17.788	18.282	0.368
1012	TO	17.344	19.053	17.737	18.251	0.393

<sup>(a)</sup> SG = sous-géantes; TO = étoiles du turnoff.

TAB. 3.1 – Paramètres des étoiles observées dans 47 Tuc (identification de Grundahl et al., 2000).



NGC 6752						
$(\alpha_{J2000.0} = 19\text{h } 10\text{min } 51.8\text{s}; \delta_{J2000.0} = -59^\circ 58' 55'')$						
Id. étoile	Type <sup>(a)</sup>	$V$	$u$	$b$	$v$	$b - y$
1400	SG	15.886	17.818	16.386	16.966	0.500
1445	SG	15.895	17.859	16.396	16.979	0.501
1460	SG	15.944	17.855	16.412	16.983	0.468
202063	SG	15.936	17.850	16.405	16.978	0.469
1563	SG	16.033	17.934	16.499	17.081	0.466
1406	SG	15.903	17.789	16.385	16.978	0.482
1481	SG	15.946	17.856	16.406	16.991	0.460
1461	SG	15.947	17.904	16.439	17.024	0.492
1665	SG	16.044	17.962	16.523	17.115	0.479
202316	TO	17.275	18.748	17.629	18.070	0.354
4383	TO	17.113	18.637	17.473	17.913	0.360
4428	TO	17.142	18.685	17.508	17.943	0.366
4341	TO	17.149	18.638	17.494	17.904	0.345
4458	TO	17.155	18.643	17.498	17.903	0.343
4661	TO	17.216	18.673	17.558	17.975	0.342
5048	TO	17.284	18.785	17.637	18.033	0.353
4907	TO	17.199	18.733	17.553	17.990	0.354
200613	TO	17.198	18.761	17.575	18.003	0.377

<sup>(a)</sup> SG = sous-géantes; TO = étoiles du turnoff.

TAB. 3.2 – Paramètres des étoiles observées dans NGC 6752 (identification de Grundahl et al., 2000).

NGC 6397						
$(\alpha_{J2000.0} = 17\text{h } 40\text{min } 41.4\text{s}; \delta_{J2000.0} = -53^\circ 40' 25'')$						
Id. étoile	Type <sup>(a)</sup>	$V$	$u$	$b$	$v$	$b - y$
793	SG	15.564	17.584	16.416	16.111	0.547
669	SG	15.340	17.357	16.233	15.897	0.557
206810	SG	15.533	17.510	16.416	16.094	0.561
1622	TO	16.217	17.966	16.870	16.663	0.446
1905	TO	16.397	18.142	17.026	16.826	0.429
202765	TO	16.262	18.041	16.909	16.669	0.407
201432	TO	16.286	18.037	16.892	16.696	0.410
1543	TO	16.230	17.925	16.835	16.625	0.395

<sup>(a)</sup> SG = sous-géantes; TO = étoiles du turnoff.

TAB. 3.3 – Paramètres des étoiles observées dans NGC 6397 (identification de Grundahl et al., 2000).

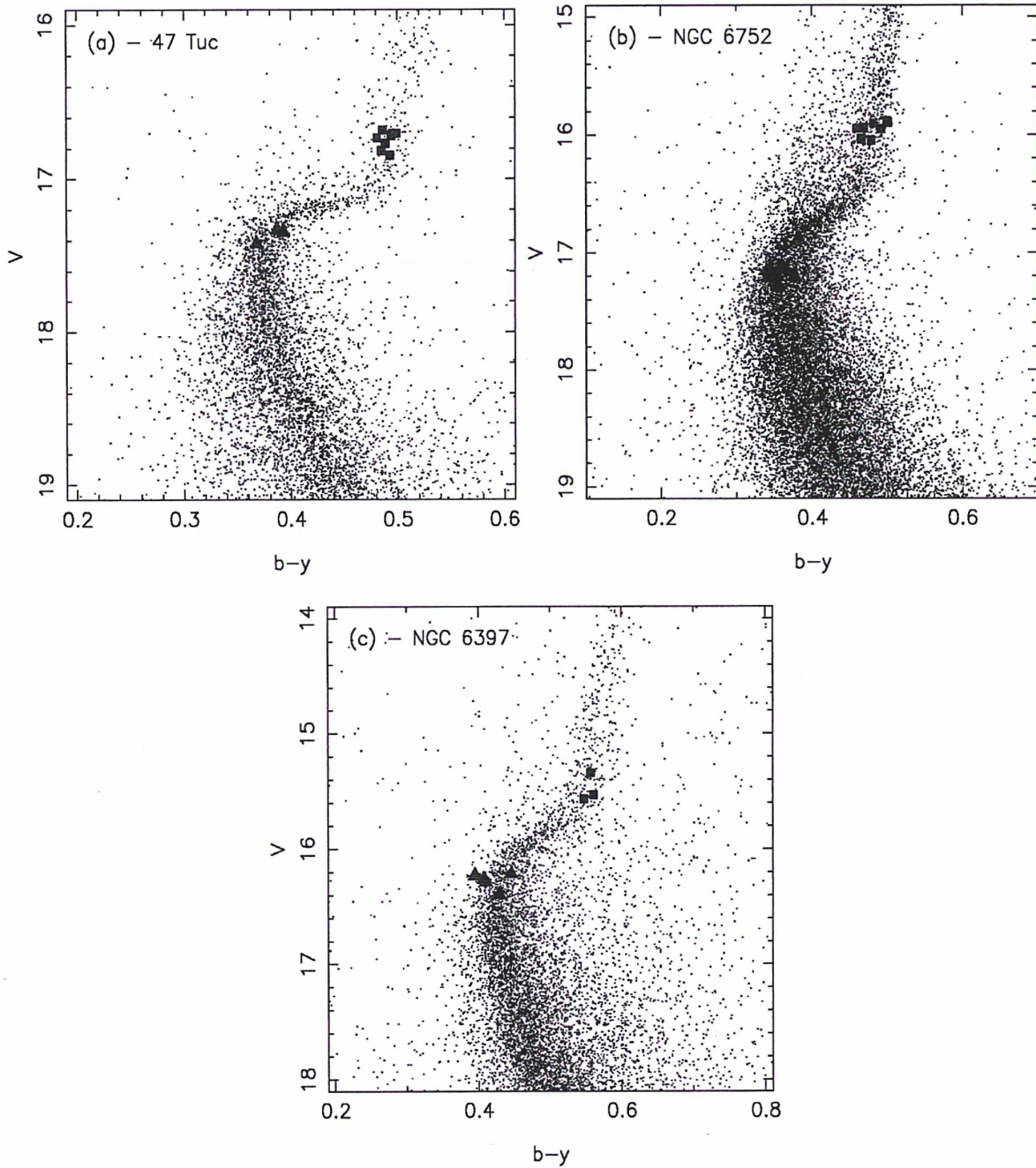


FIG. 3.1 – Identification des étoiles observées dans les diagrammes couleur-magnitude des amas globulaires observés : (a) 47 Tuc (8 sous-géantes, 3 turnoff) ; (b) NGC 6752 (9 sous-géantes, 9 turnoff) ; (c) NGC 6397 (3 sous-géantes, 5 turnoff). L'identification des étoiles et la photométrie ( $V$ ,  $b - y$ ) sont de Grundahl et al. (2000).



### 3.1.3 Étoiles de champ

La liste des 25 étoiles de champ observées lors de ce « Large Programme » est donnée dans le tableau 3.4. Les mouvements propres et les parallaxes de ces étoiles ont été pris dans le catalogue Hipparcos (Perryman et al., 1997). Les étoiles ont été choisies avec des métallicités proches des amas étudiés ( $-2.50 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.70$ ). Les spectres ont été obtenus entre 2000 et 2001 avec des temps d'expositions de typiquement 1 à 2 heures par objet. L'acquisition a été faite en utilisant la lame séparatrice dichroïque #1 sur UVES avec une fente de  $0.7''$  à  $1''$  selon les cas. Les spectres ont tous une résolution proche de  $\sim 50\,000$  et des rapports  $S/B$  d'environ 200 (voir aussi le tableau 6.2). Le domaine spectral couvert est très étendu :  $3600\text{--}4800 \text{ \AA}$  pour les spectres bleus et  $5500\text{--}9300 \text{ \AA}$  pour les spectres rouges. Une analyse détaillée de ces étoiles de champ a été faite par Gratton et al. (2003a,b), sauf la partie concernant les éléments lourds qui a été laissée à ma charge (voir chapitre 6).

Id. étoile	$\alpha$ (h min s)	$\delta$ (° ' ")	$v_{\text{rad}}$ ( $\text{km s}^{-1}$ )	$V$ (mag)	$B - V$ (mag)	$b - y$ (mag)
CD-35 0360	01 04 06	-34 40 29	40.1	10.25	0.765	0.469
HD 010607	01 41 15	-67 40 37	-0.2	8.32	0.557	0.372
HD 029907	04 38 22	-65 24 58	56.0	9.91	0.635	0.435
HD 031128	04 52 10	-27 03 51	105.0	9.14	0.490	0.353
HD 108177	12 25 35	01 17 02	159.0	9.66	0.435	0.331
HD 116064	13 21 44	-39 18 40	143.4	8.81	0.465	0.341
HD 120559	13 51 40	-57 26 08	13.4	7.97	0.664	0.424
HD 121004	13 53 58	-46 32 20	243.8	9.04	0.608	0.399
HD 126681	14 27 25	-18 24 40	-47.2	9.32	0.597	0.400
HD 132475	14 59 50	-22 00 46	167.0	8.57	0.560	0.393
HD 134169	15 08 18	03 55 50	18.3	7.67	0.535	0.370
HD 134439	15 10 13	-16 22 46	294.3	9.07	0.777	0.486
HD 134440	15 10 13	-16 27 47	308.0	9.44	0.854	0.522
HD 140283	15 43 03	-10 56 01	-171.4	7.24	0.492	0.379
HD 145417	16 13 49	-57 34 14	10.0	7.52	0.820	0.505
HD 159482	17 34 43	06 00 52	-144.0	8.39	0.569	0.384
BD+05 3640	18 12 22	05 24 04	-1.5	10.43	0.730	0.474
HD 166913	18 16 26	-59 24 11	-42.6	8.23	0.450	0.327
HD 181743	19 23 43	-45 04 57	18.0	9.71	0.460	0.349
HD 188510	19 55 10	10 44 27	-192.8	8.82	0.587	0.416
HD 189558	20 01 00	-12 15 20	-14.7	7.72	0.554	0.386
HD 193901	20 23 36	-21 22 14	-172.0	8.67	0.553	0.381
HD 194598	20 26 12	09 27 00	-246.3	8.36	0.486	0.342
HD 204155	21 26 43	05 26 30	-84.6	8.47	0.570	0.378
HD 205650	21 37 26	-27 38 07	-102.1	9.00	0.530	0.374

TAB. 3.4 – Paramètres des étoiles de champ (d'après Gratton et al., 2003a).

Les couleurs  $B - V$  et les vitesses radiales sont issues du catalogue Simbad<sup>2</sup>, et les couleurs  $b - y$  sont celles du catalogue de Hauck et Mermilliod (1998).

<sup>2</sup><http://simbad.u-strasbg.fr/Simbad>

## 3.2 Réduction des données

### 3.2.1 Du spectre brut au spectre réduit

Tous les spectres (étoiles d'amas globulaire aussi bien qu'étoiles de champ) ont été réduits en utilisant le contexte UVES du logiciel ESO-MIDAS<sup>3</sup>. La réduction d'un spectre se fait en plusieurs étapes :

1. Soustraction du biais : les biais sont des spectres obtenus en enregistrant le signal obtenu sur le CCD avec l'obturateur du spectrographe fermé. Ceci permet de connaître le niveau « zéro » réel de chaque pixel du détecteur. On commence donc le traitement des spectres par la soustraction du biais aux spectres brut ainsi qu'à toutes les PLU<sup>4</sup>. Les plages de lumière uniforme sont obtenues par des poses sur des sources de lumière uniformes (par exemple une lampe à incandescence). Elles sont utiles pour corriger la variation d'efficacité quantique de chaque pixel du CCD et la fonction de blaze de l'instrument (variation de l'intensité le long des ordres sur les spectres échelle) ;
2. Soustraction du fond de ciel : on définit une zone caractéristique du bruit de fond (inter-ordre) et on soustrait le bruit aux spectres des objets et aux PLU ;
3. Extraction du spectre de l'objet : il faut identifier les différentes ouvertures correspondant aux ordres d'interférence du spectre et retirer les cosmiques<sup>5</sup> (mode d'extraction optimum) ;
4. Division par la PLU moyenne : on moyenne toutes les PLU ramenées à une intensité de référence, et on divise finalement les spectres des objets par cette PLU moyenne ;
5. Calibration en longueur d'onde : on repère différentes raies dans les ordres extraits du spectre de l'objet sur un spectre de calibration pour arriver ensuite à identifier les différentes raies présentes sur chacun des ordres. Les spectres de calibration sont réalisés au moyen d'une lampe, par exemple de type Th-Ar, dont on connaît déjà les longueurs d'onde caractéristiques. On obtient ainsi une loi pixel =  $f(\lambda)$  qui permet de récupérer les longueurs d'onde et d'obtenir ainsi une calibration pour tous les ordres détectés ;
6. Fusion des ordres : un spectre échelle étant composé de plusieurs ordres, le résultat des opérations précédentes est une série de plusieurs spectres correspondant aux différents ordres d'interférence du réseau. Chaque spectre couvre donc un petit domaine de longueur d'onde et deux ordres consécutifs se recouvrent en partie. On peut alors soit travailler sur chaque ordre séparément, soit fusionner tous les ordres pour récupérer un seul et unique spectre par objet observé.

### 3.2.2 Normalisation des spectres

Le spectre ainsi extrait peut être normalisé afin de ramener l'intensité du continu à une valeur arbitraire souhaitée. Il existe des routines MIDAS qui permettent de pointer des points qu'on estime être du continu. Les routines se chargent ensuite d'interpoler le continu entre ces points et on peut alors diviser le spectre réduit par ce continu afin de redresser le spectre et de ramener l'intensité entre les raies à la valeur souhaitée (par exemple 1 ou 10000).

---

<sup>3</sup>MIDAS : Munich Image Data Analysis System, <http://www.eso.org/projects/esomidias/>

<sup>4</sup>PLU : plage de lumière uniforme ; *flat* en anglais.

<sup>5</sup>définition des « cosmiques » ?



### 3.2.3 Mesure des largeurs équivalentes

La largeur équivalente d'une raie représente l'absorption totale due à cette raie. On définit la « largeur équivalente »  $W_\lambda$  d'une raie (en Angströms) comme la largeur d'une raie rectangulaire de profondeur 100 % (par exemple de profondeur 1 si le spectre a été normalisé à l'unité) qui produirait la même absorption que celle de la raie considérée, c'est-à-dire qui aurait la même surface (voir figure 3.2) :

$$W_\lambda = W_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F_c - F_\nu}{F_c} dF_\nu \quad (3.1)$$

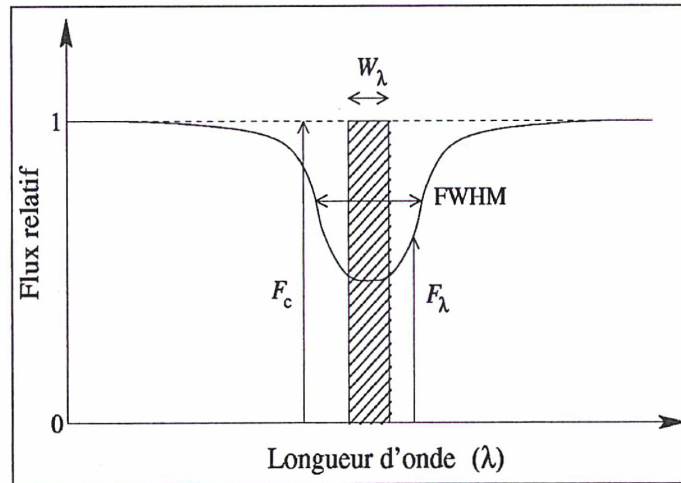


FIG. 3.2 – Spectre schématique d'une raie en absorption illustrant le principe de « largeur équivalente ».  $F_c$  : flux du continu (normalisé à 1) ;  $F_\nu$  : flux dans la raie à la longueur d'onde  $\lambda = c/\nu$  ;  $W_\lambda$  : largeur équivalente de la raie.

Dans la pratique, l'intégrale de l'équation 3.1 n'est évidemment calculée que pour quelques Angströms et pas sur tout le spectre. La mesure des largeurs équivalentes des raies d'un spectre permet de déterminer la composition chimique de l'étoile analysée. Le programme FITLINE développé par Patrick François à partir des algorithmes de Charbonneau (1995) permet de faire ces mesures de façon automatique : en partant d'un spectre normalisé, FITLINE effectue une vérification de la position du continu sur tout le spectre (on peut entrer un intervalle d'intensité dans lequel le programme doit rechercher le continu), en partant de la partie bleue vers la partie rouge.

Si on ne donne pas de liste de raies de référence en entrée, le programme parcourt tout le spectre et dès que l'intensité du spectre s'écarte du continu de plus d'un certain seuil (lié au rapport  $S/B$ ), le programme décèle le début d'une raie. La taille de la raie est déterminée quand le programme retrouve le niveau du continu du côté rouge de la raie. FITLINE détecte ainsi toutes les raies d'un spectre. La mesure des largeurs équivalentes se fait au moyen d'ajustements gaussiens itératifs jusqu'à avoir correctement représenté la raie détectée. Le programme permet d'ajuster plusieurs gaussiennes de largeurs différentes et donc de tenir compte des *blends* ou mélanges de raies dans les spectres.

Si on utilise une liste de raies de référence, FITLINE est capable de mesurer automatiquement la vitesse radiale de l'étoile. La vitesse d'exécution du programme est ainsi nettement améliorée car il sait déjà à quels endroits du spectre il doit essayer de détecter des raies (on peut entrer une valeur pour caractériser la précision sur la position du centre des raies).

### Estimation des erreurs sur la mesure des largeurs équivalentes

La formule de Cayrel (1988) permet d'estimer l'incertitude sur la mesure des largeurs équivalentes en fonction des caractéristiques du spectre et de l'instrument utilisé. On peut ainsi avoir une bonne idée de la plus petite largeur équivalente mesurable dans les spectres à étudier :

$$\sigma_{W_\lambda} = \frac{1.5}{S/B} \sqrt{FWHM \times \delta_x} \quad (3.2)$$

avec :

$S/B$  : rapport signal sur bruit par pixel ;

$FWHM$  : largeur à mi-hauteur des raies mesurées (typiquement de l'ordre de 0.01 nm) ;

$\delta_x$  : largeur du pixel (pour le spectrographe UVES du VLT-UT2, 1 pixel  $\sim$  0.0015 nm).

Les spectres individuels des étoiles d'amas ont des rapports  $S/B$  par pixel variant typiquement entre 15 (cas des spectres bleus les moins bons de 47 Tuc) et 100 (cas des spectres rouges les meilleurs dans NGC 6397, voir section 3.1.2 ci-dessus), ce qui donne donc suivant les cas  $0.6 \lesssim \sigma_{W_\lambda} \lesssim 4.0$  mÅ.

Pour les étoiles de champ, les rapports  $S/B$  par pixel sont toujours proches de 200 (voir section 3.1.3). L'incertitude sur les largeurs équivalentes est donc  $\sigma_{W_\lambda} \sim 0.3$  mÅ.

En fait, la formule 3.2 ne tient pas compte des erreurs commises par exemple sur le placement du continu ou sur la mesure de la largeur à mi-hauteur. On peut donc raisonnablement appliquer un facteur 2 ou 3 pour donner une estimation de la plus petite largeur équivalente mesurable. Pour les étoiles d'amas on a donc  $2.0 \lesssim W_{\lambda,\min} \lesssim 10.0$  mÅ selon les cas, et  $W_{\lambda,\min} \sim 1.0$  mÅ dans le cas des étoiles de champ.



# Chapitre 4

## Atmosphères stellaires et détermination d'abondances

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Modélisation des atmosphères stellaires</b>	<b>27</b>
4.1.1	Méthode générale	27
4.1.2	Paramètres atmosphériques	28
4.1.3	Calcul du flux sortant	28
4.1.4	Calcul du coefficient d'absorption à une longueur d'onde donnée	31
4.1.5	Énergie totale absorbée dans les raies	33
<b>4.2</b>	<b>Détermination des paramètres atmosphériques</b>	<b>33</b>
4.2.1	Température effective	33
4.2.2	Gravité	35
4.2.3	Vitesse de microturbulence	35
<b>4.3</b>	<b>Détermination d'abondances</b>	<b>35</b>

---

### 4.1 Modélisation des atmosphères stellaires

#### 4.1.1 Méthode générale

La détermination de l'abondance d'un élément chimique à partir du spectre d'une étoile donnée nécessite au préalable une bonne modélisation de la photosphère (l'« atmosphère ») de cette étoile. En effet, cette couche en surface rayonne l'énergie produite au sein de ladite étoile et nous transmet ainsi certaines signatures spectrales –des raies d'absorption– qui caractérisent les éléments chimiques qui y sont présents. La question est donc de savoir comment calculer l'abondance des éléments chimiques mis en évidence dans un tel spectre.

Considérons donc un élément chimique X, capable d'absorber la longueur d'onde  $\lambda$  et donc de produire une raie d'absorption à cet endroit du spectre de l'étoile observée. Si on se donne l'abondance de cet élément dans l'atmosphère de l'étoile, on peut en déduire l'absorption résultante et la comparer au spectre observé. On itère ensuite jusqu'à ce que les deux spectres, le théorique et l'observé, coïncident. De nos jours, pratiquement chaque équipe de spectroscopie stellaire possède son propre code permettant de calculer le flux sortant de l'atmosphère pour une raie donnée lorsque l'abondance de cet élément est connue. Nous rappellerons ici uniquement les principes généraux d'un tel calcul, qui est commun à tous ces codes.

### 4.1.2 Paramètres atmosphériques

Dans la pratique, lorsqu'on souhaite déterminer l'abondance des éléments présents dans l'atmosphère d'une étoile, il faut d'abord trouver un ensemble de paramètres *atmosphériques* et donc un modèle d'atmosphère approprié. Les paramètres fondamentaux à déterminer sont :

**La température effective,  $T_{\text{eff}}$**  : il s'agit de la température (en Kelvin) d'un corps noir rayonnant la même puissance totale par unité de surface que l'étoile observée,  $\mathcal{F} = \sigma T_{\text{eff}}^4$ , où  $\sigma \simeq 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$  est la constante de Stefan-Boltzmann.

**La gravité à la surface de l'étoile,  $\log g$**  : la gravité à la surface de l'étoile vaut  $g = g_{\odot} M/R^2$ ,  $M$  et  $R$  étant respectivement la masse et le rayon de l'étoile (en unités solaires). On assimile souvent le mot « gravité » à la valeur de son logarithme décimal  $\log g$ .

**La composition chimique de surface  $[A/H]$**  : on ne considère en général comme paramètre fondamental que ce qu'on appelle la « métallicité » de l'atmosphère stellaire. Il s'agit des éléments qui contribuent à l'absorption continue de la matière photosphérique, essentiellement Mg, Al, Si, Fe, Ca et Na. On caractérise souvent cette « métallicité » par la valeur notée  $[\text{Fe}/\text{H}]$  qui correspond à la différence entre le logarithme décimal de l'abondance<sup>1</sup> du fer par rapport à l'hydrogène dans l'étoile et dans le soleil. Ce choix est principalement dicté par des raisons pratiques (influence dominante des raies du fer en photométrie), plus que théoriques.

**La vitesse de microturbulence,  $v_t$**  : il s'agit de la queue de distribution des phénomènes de mouvement grande échelle dans l'atmosphère de l'étoile (en  $\text{km s}^{-1}$ ). Macro et microturbulence sont des paramètres qui agissent sur la largeur des raies et qui sont dérivable à partir des autres paramètres fondamentaux dans un modèle hydrodynamique 3-D. Ils sont néanmoins déterminés indépendamment et de façon purement empirique pour les modèles « classiques » à une dimension.

Nous allons donc récapituler rapidement le processus permettant de modéliser une atmosphère stellaire et de déterminer le bon ensemble de paramètres atmosphériques.

### 4.1.3 Calcul du flux sortant

Les atmosphères stellaires sont des plasmas dont la température varie globalement entre  $10^3$  et  $10^5$  K, et dont la densité est comprise entre  $10^6$  et  $10^{16} \text{ g cm}^{-3}$ . Nous ferons donc appel à la théorie cinétique des gaz pour décrire de tels environnements. Considérons un cylindre élémentaire de surface  $d\sigma$  et d'épaisseur  $ds$  tel qu'illustré par la figure 4.1, traversé par un rayonnement de fréquence  $\nu$  et d'intensité  $I_{\nu}$  (énergie émise dans la direction caractérisée par l'angle  $\theta$  par rapport à l'axe du cylindre, par unité de surface, par unité d'angle solide, par unité de temps et par unité de fréquence. L'équation de base qui décrit le transfert de rayonnement dans un tel milieu peut s'écrire :

$$\frac{dI_{\nu}}{d\tau_{\nu}} = -I_{\nu} + S_{\nu} \quad (4.1)$$

avec :

<sup>1</sup>On note  $\log \epsilon(X) = \log(N_X/N_H) + 12$  l'abondance de l'élément chimique X par rapport à l'hydrogène dans une étoile. Nous utilisons ici une échelle où l'abondance de l'hydrogène est normalisée à 12, ce qui signifie qu'on compte  $N_X$  atomes de l'élément X pour  $N_H = 10^{12}$  atomes d'hydrogène dans le même volume. On écrit parfois  $\log(X/H)$  au lieu de  $\log(N_X/N_H)$ . On indique aussi très souvent une valeur normalisée par rapport au soleil :  $[X/H] = \log(X/H) - \log(X/H)_{\odot}$ , ainsi une étoile ayant un rapport  $[X/H] = -2.0$  possède 100 fois moins de l'élément X que le soleil. Dans le cas du fer, la valeur  $[\text{Fe}/\text{H}]$  est souvent associée au terme « métallicité ».



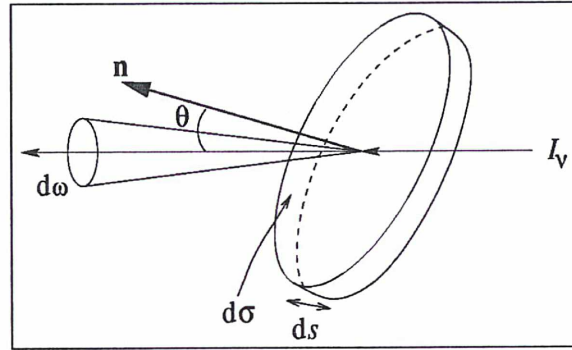


FIG. 4.1 – Schéma illustrant le transfert radiatif à travers un cylindre élémentaire de base  $d\sigma$  et d'épaisseur  $ds$  dans la direction du rayonnement incident.

$\tau_\nu$  : profondeur optique (sur la ligne de visée),  $\tau_\nu = \int \kappa_\nu \rho ds$  ;

$\kappa_\nu$  : coefficient d'absorption ;

$\rho$  : densité de matière dans le cylindre élémentaire ;

$S_\nu$  : fonction source, avec  $S_\nu = j_\nu / \kappa_\nu$ , où  $j_\nu$  est le coefficient d'émission.

Le flux d'énergie  $\mathcal{F}_\nu$  traversant la surface du cylindre élémentaire par unité de fréquence et par unité de temps est alors donnée par :

$$\mathcal{F}_\nu = \oint I_\nu \cos \theta d\omega \quad (4.2)$$

Pour la suite, nous supposons que l'atmosphère d'une étoile donnée est en *équilibre hydrostatique* et que le peuplement des niveaux des atomes suit les lois de l'*équilibre thermodynamique local*. Nous supposons de plus que cette atmosphère est assez fine par rapport au rayon de l'étoile pour pouvoir considérer que la gravité  $y$  est constante et que la composition chimique de cette atmosphère est homogène. A ceci, on ajoute que la quantité d'énergie qui entre dans chaque couche doit être égale à celle qui en sort (*flux constant*). Dans le cas d'une atmosphère stellaire, ces hypothèses signifient :

**L'atmosphère est une couche très fine** : si l'épaisseur de l'atmosphère est négligeable devant le rayon de l'étoile (ce qui est assez réaliste : p.ex. dans le soleil, la photosphère fait environ 100 km, ce qui représente  $\frac{1}{7000}$  du rayon), on peut la considérer de manière « classique » comme une superposition de couches planes parallèles. Dans ce cas, la structure de l'atmosphère peut se réduire à une seule dimension (radiale) et il n'y a pas de dépendance azimutale. On considère de plus que la variation de gravité sur l'épaisseur de la photosphère n'est pas significative et que la gravité  $y$  est donc constante.

**Équilibre hydrostatique** : les accélérations à grande échelle sont négligeables devant la gravité de surface. Il n'y a pas d'expansion et pas de pertes de masse dynamiques significatives. On montre que dans ces conditions et en considérant que la masse des atomes métalliques est négligeable devant la masse des éléments chimiques prépondérants (H et He), la pression gazeuse dans un élément de volume s'écrit :

$$P_g = g n_H m_H \left( 1 + 4 \frac{n_{\text{He}}}{n_H} \right) \quad (4.3)$$

où  $n_H$  et  $n_{\text{He}}$  représentent le nombre d'atomes d'hydrogène et d'hélium au-dessus de la couche considérée dans un cylindre d' $1 \text{ cm}^2$  de section,  $m_H \simeq 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$  est la masse

d'un atome d'hydrogène,  $m_{\text{He}}$  celle d'un atome d'hélium et  $g$  est la gravité dans la couche considérée.

**Équilibre thermodynamique local (ETL) :** l'équilibre thermodynamique est atteint pour chaque élément de volume de l'atmosphère. A chaque couche est associée une température unique  $T = T(\tau_\nu)$  et la fonction source est la fonction de Planck<sup>2</sup>, et :

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} \quad (4.4)$$

Le flux sortant de l'atmosphère de l'étoile s'écrit donc :

$$\mathcal{F}_\nu = \int_0^\infty B_\nu(T(\tau_\nu)) E_2(\tau_\nu) d\tau_\nu \quad (4.5)$$

où  $E_2$  est la fonction intégro-exponentielle d'ordre 2. L'ETL permet d'appliquer en plus les deux lois suivantes :

**Loi de Boltzmann :** elle régit la distribution des atomes sur les niveaux d'énergie quantifiés (*excitation du gaz*). Le nombre d'atomes d'un niveau  $n$  par unité de volume  $N_n$  est proportionnel au nombre total  $N$  d'atomes de la même espèce<sup>3</sup> :

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n}{\mathcal{U}_n(T)} \exp\left(-\frac{\chi_n}{kT}\right) \quad (4.6)$$

avec :

$g_n$  : poids statistique du niveau  $n$  ;

$\mathcal{U}_n(T)$  : fonction de partition de l'élément considéré dans l'état d'ionisation  $n$ , définie par  $\mathcal{U}_n(T) = \sum g_i \exp(-\chi_i/kT)$  ;

$\chi_n$  : potentiel d'excitation du niveau  $n$ .

**Loi de Saha :** elle régit la distribution des particules d'une même espèce dans différents états d'ionisation (*équilibre d'ionisation*). Le rapport du nombre d'atomes dans les états d'ionisation  $i + 1$  et  $i$  peut être relié à la pression électronique  $P_e$  et à la température  $T$  par :

$$\frac{N_{i+1}}{N_i} P_e = \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (kT)^{5/2}}{h^3} \frac{\mathcal{U}_{i+1}(T)}{\mathcal{U}_i(T)} \exp\left(-\frac{\chi_i}{kT}\right) \quad (4.7)$$

où :

$m_e$  : masse de l'électron,  $m_e \simeq 9,11 \times 10^{-31}$  kg ;

$\mathcal{U}_i(T)$ ,  $\mathcal{U}_{i+1}(T)$  : fonctions de partition de l'élément dans les états d'ionisation  $i$  et  $i + 1$  ;

$\chi_i$  : potentiel d'ionisation de l'ion dans l'état  $i$ .

**Équilibre radiatif :** la conservation de l'énergie doit s'appliquer au flux total entrant et sortant pour chaque couche. Dans un modèle à une seule dimension, ceci se traduit par :

$$\frac{d}{dx} \mathcal{F}(x) = 0 \quad \iff \quad \mathcal{F}(x) = F_0 = \text{constante} \quad (4.8)$$

<sup>2</sup> $h \simeq 6,63 \times 10^{-34}$  J s est la constante de Planck, et  $k \simeq 1,38 \times 10^{-23}$  J K<sup>-1</sup> est la constante de Boltzmann.

<sup>3</sup>NB : on exprime souvent  $\chi_n$  en eV et on utilise alors la notation  $\theta \equiv \log e/kT \simeq 5040/T$ .



Pour un transport d'énergie où radiation et convection jouent des rôles déterminants, il faut inclure le flux convectif  $\Phi(x)$  :

$$\int_0^{\infty} \mathcal{F}_{\nu} d\nu + \Phi(x) = F_0 = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (4.9)$$

Les équations précédentes permettent de construire un modèle d'atmosphère stellaire en fonction des paramètres fondamentaux décrits dans la partie 4.1.2. Un tel modèle nous donne la température  $T$ , la pression gazeuse  $P_g$  et la pression électronique  $P_e$  pour une cinquantaine de niveaux de l'atmosphère.

Le calcul du flux sortant à différentes longueurs d'onde revient en fait essentiellement au calcul de la fonction de Planck et du coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde  $\lambda$  (ou de la fréquence  $\nu = c/\lambda$ ) et du niveau du modèle. Une fois ce flux connu, on peut comparer ce spectre théorique au spectre observé.

#### 4.1.4 Calcul du coefficient d'absorption à une longueur d'onde donnée

A une longueur d'onde donnée, on considère que l'absorption est la somme de deux termes : une absorption « sélective » due à la présence de la raie, et une absorption « continue ».

**Absorption continue** : le coefficient d'absorption continue contient les principales sources d'absorption en dehors de l'absorption due à la raie elle-même. Cette absorption varie lentement avec la longueur d'onde. Les absorbants principaux sont l'hydrogène et l'hélium sous leur forme neutre (H et He), ainsi que sous les formes ionisées  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}_2^-$ ,  $\text{H}_2^+$  et  $\text{He}^+$ . Il faut aussi tenir compte de la diffusion Rayleigh par l'hydrogène neutre et l'hydrogène moléculaire, ainsi que de la diffusion par les électrons libres. Dans les modèles de type solaire, l'absorption dominante est celle de l'ion  $\text{H}^-$ .

**Absorption sélective** : il s'agit donc de l'absorption due à la raie elle-même. Elle varie rapidement en fonction de la longueur d'onde. Les niveaux d'énergie atomiques peuvent être élargis pour différentes raisons. Il en résulte que pour passer d'un niveau d'énergie  $i$  à un niveau  $j$ , un atome pourra absorber toute une gamme de photons d'énergies voisines de l'énergie centrale nécessaire à cette transition. Différents types d'élargissements doivent être pris en compte :

**L'élargissement Doppler** : pour une raie de longueur d'onde centrale  $\lambda_0 = c/\nu_0$ , le coefficient d'absorption  $\kappa'_{\nu}$  pour un atome vaut :

$$\kappa'_{\nu} = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \frac{\Gamma_{ij}}{4\pi^2} \frac{1}{\left(\frac{\Gamma_{ij}}{4\pi}\right)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad (4.10)$$

avec :

$e$  : charge de l'électron,  $e \simeq -1,60 \times 10^{-19}$  C ;

$f_{ij}$  : probabilité que la transition considérée ait lieu ;

$\Gamma_{ij} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_j}$  : coefficient d'amortissement,  $\tau_i$  et  $\tau_j$  étant les durées de vie des niveaux  $i$  et  $j$ .

Les atomes sont toujours animés de vitesses thermiques ou turbulentes. Un atome se déplaçant à la vitesse  $v$  sur la ligne de visée absorbe (ou émet) donc la fréquence  $\nu_0 + \Delta\nu$  au lieu de  $\nu_0$  en raison du décalage Doppler (avec  $\Delta\nu = v\nu_0/c$ ). Il en résulte donc une répartition des fréquences absorbées. Le profil des raies est donc en fait la

composition d'un profil Lorentzien (cf. équation 4.10 ci-dessus) et d'un profil Doppler. La distribution des vitesses des atomes d'une atmosphère stellaire est maxwellienne. Sur  $n$  atomes, il y en a donc  $dn$  ayant une vitesse comprise dans l'intervalle  $[v, v + dv]$  :

$$\frac{dn}{n} = \frac{1}{\pi} \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) \frac{dv}{v_0} \quad (4.11)$$

En intégrant sur les vitesses des atomes, on peut alors montrer que le coefficient d'absorption sélective par unité de volume s'écrit :

$$\kappa_\nu = N_i \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} H(a, u) \quad (4.12)$$

avec :

$N_i$  : nombre d'atomes par unité de volume dans l'état d'excitation  $i$  ;

$\Delta\nu_D = v_0 \nu_0 / c$  : « largeur Doppler » de la raie, où  $v_0 = \left(\frac{2kT}{M} + v_t^2\right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $\left(\frac{2kT}{M}\right)^{\frac{1}{2}}$  et  $v_t$  étant les vitesses d'agitation thermique et de microturbulence. On définit de la même façon  $\Delta\lambda_D = v_0 \lambda_0 / c$ .

$H(a, u)$  : profil de Voigt (fonction d'Hjertings), avec  $a = \frac{\Gamma_{ij}}{4\pi \Delta\nu_D}$  et  $u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D}$ .

Et si on tient compte de l'émission induite (une partie de l'énergie absorbée est réémise à la fréquence  $\nu$ ), on obtient à la couche  $n$  :

$$\kappa_\nu = N_i \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{ij} \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta\nu_D} H(a, u) \left(1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right) \quad (4.13)$$

ou encore :

$$\kappa_\lambda = \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \alpha f_{ij} P_i \frac{\lambda_0^2}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_D} H(a, u) \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right)\right) \quad (4.14)$$

avec  $N_i = P_i \alpha$ ,  $P_i$  étant la population du niveau inférieur et  $\alpha$  l'abondance de l'élément considéré (en nombre d'atomes).

**L'élargissement par amortissement** : on considère en général les amortissements par rayonnement, par choc avec les électrons, avec les atomes d'hydrogène et avec les molécules d' $H_2$ . A chaque niveau du modèle, il faut donc calculer un coefficient d'amortissement  $\Gamma_{ij}$  pour la transition du niveau d'énergie  $i$  vers le niveau  $j$  de la forme  $\Gamma_{ij} = \gamma_R + \gamma_e P_e + \gamma_H P_H + \gamma_{H_2} P_{H_2}$  (voir p. ex. Gray 1992). On peut ensuite en déduire la variation du coefficient d'absorption sélective avec la longueur d'onde tel que décrit précédemment.

Une fois ces deux types d'absorption pris en compte, on peut déterminer le flux sortant  $\mathcal{F}_\nu$  pour chaque fréquence  $\nu$  et composer ainsi un spectre synthétique. Pour déterminer l'abondance d'un élément capable d'absorber la longueur d'onde  $\lambda_0$  dans l'atmosphère d'une étoile, on se donne un modèle d'atmosphère pour cette étoile, on calcule le coefficient d'absorption pour chaque niveau du modèle puis le flux sortant autour de la longueur d'onde  $\lambda_0$ . On itère en changeant l'abondance jusqu'à faire coïncider le spectre théorique obtenu par cette méthode et le spectre observé.



### 4.1.5 Énergie totale absorbée dans les raies

Dans le cas de raies dominées par l'élargissement Doppler (raies faibles), on peut montrer que :

$$\log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right) = \log\left(\frac{\pi e^2}{m_e c^2} \frac{N_i/N}{U(T)} N_H\right) + \log A + \log(gf \lambda) - \frac{5040}{T} \chi - \log(\kappa_{\text{continu}}) \quad (4.15)$$

avec :

$N_i/N$  et  $N_H$  : rapport du nombre d'atomes de l'élément considéré dans l'état d'ionisation  $i$  sur le nombre total d'atomes de cet élément, et nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume ;

$A = \frac{N}{N_H}$  : abondance de l'élément considéré.

Cette relation permet de comprendre certains effets affectant la détermination d'abondances dans les étoiles :

- dans le cas de raies faibles, la largeur équivalente varie linéairement avec l'abondance ;
- l'abondance  $A$  varie en fonction de la température comme  $\exp\left(-\frac{5040}{T} \chi\right)$  ;
- l'équilibre d'ionisation  $N_i/N$  et l'absorption continue  $\kappa_{\text{continu}}$  témoignent de l'influence de la gravité ;
- l'abondance dépend de la force des raies (probabilités de transitions) de manière linéaire ;
- l'abondance varie comme l'inverse de l'absorption continue.

## 4.2 Détermination des paramètres atmosphériques

### 4.2.1 Température effective

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la température effective d'une étoile. Chacune présente ses avantages et ses inconvénients, c'est pourquoi il peut être parfois utile d'utiliser une méthode pour vérifier la  $T_{\text{eff}}$  trouvée avec une autre.

**Utilisation d'indices photométriques** : cette calibration est basée sur la méthode IRFM<sup>4</sup>, qui permet de déterminer la température effective en comparant les flux bolométriques et infrarouges. La  $T_{\text{eff}}$  d'une étoile est reliée par définition à la puissance totale  $\mathcal{F}$  que celle-ci rayonne par unité de surface (voir section 4.1.2). Si on néglige l'absorption par la matière, la même puissance se trouve répartie sur la sphère de rayon  $d$ ,  $d$  étant la distance de l'étoile lorsqu'on mesure le flux total bolométrique  $f$  qui nous parvient de l'objet. On a donc :

$$\frac{f}{\mathcal{F}} = \left(\frac{R}{d}\right)^2 \quad (4.16)$$

Une mesure interférométrique du diamètre apparent de l'étoile donne directement  $2R/d$ ,  $R$  étant le rayon de l'étoile,  $f$  est mesuré, on en déduit donc  $\mathcal{F}$ , puis  $T_{\text{eff}}$ . Cette méthode « fondamentale » est toutefois limitée par la difficulté de mesurer le diamètre apparent. On peut s'affranchir de ce problème en utilisant en parallèle une mesure de flux monochromatique, mesuré dans l'infrarouge et en divisant les équations 4.16 obtenues pour les deux types de flux. On obtient alors :

$$\frac{f}{f_\lambda} = \frac{\mathcal{F}}{\mathcal{F}_\lambda} \quad (4.17)$$

<sup>4</sup>IRFM : *Infra-Red Flux Method*.

Le premier membre de cette équation est mesuré. Dans le second membre,  $\mathcal{F}_\lambda$  est emprunté aux modèles d'atmosphères théoriques, ayant la valeur de  $T_{\text{eff}}$  correspondant à  $\mathcal{F}$ . L'intérêt majeur de prendre  $\lambda$  dans l'infrarouge est que le flux dans l'infrarouge ne dépend que de la première puissance de la température alors que le flux bolométrique dépend de la quatrième. L'inconvénient est que  $\mathcal{F}_\lambda$  dépend aussi de la gravité et de la composition chimique. La série d'articles d'Alonso et al. (1995, 1996a,b, 1999a,b) donne des formules polynomiales permettant de calculer  $T_{\text{eff}}$  en fonction de différents indices photométriques, de la métallicité et de la gravité. Pour nos étoiles, nous disposons d'indices photométriques  $B - V$  et  $b - y$  (voir chapitre 3).

**Ajustement du profil des raies de Balmer** : le profil des raies de Balmer présente une variation très importante en fonction de la température du type spectral K au type A, à cause du potentiel d'excitation très élevé de ces raies (10.2 eV). La raie  $H_\beta$  est utilisée dans la photométrie de Strömgen  $wvby\beta$  comme critère de température (Alonso et al., 1996b). La raie  $H_\alpha$  est toutefois plus avantageuse à utiliser car elle est moins affecté par des *blends* et par les effets de convection. Le profil de ces raies est en revanche beaucoup moins sensible aux variations de la gravité ou de la composition chimique. On peut donc ajuster un profil théorique en faisant varier la  $T_{\text{eff}}$  jusqu'à obtenir la valeur qui donne le meilleur ajustement. Les figures 5.2, 6.1 et 6.2 (chapitres 5 et 6) illustrent ce procédé dans le cas de nos étoiles d'amas globulaires.

**Équilibre d'excitation** : on choisit la température effective de façon à ce que l'abondance d'un élément chimique soit indépendante du potentiel d'excitation de la raie choisie. Un nombre élevé de raies d'un même élément permet de ne pas être affecté par les variations de la composition chimique. On utilise donc souvent l'abondance du Fe I, qui est un élément pour lequel on peut facilement trouver un grand nombre de raies dans la plupart des intervalles spectraux utilisés. La figure 4.2 ci-dessous illustre le cas d'une de nos étoiles de champ, CD-35 0360. L'absence de pente dans le tracé des rapports  $[\text{Fe I}/\text{H}]$  en fonction des potentiels d'excitation des raies détectées montre que le choix de la  $T_{\text{eff}}$  est correct (voir le tableau 6.2 pour les paramètres atmosphériques de cette étoile).

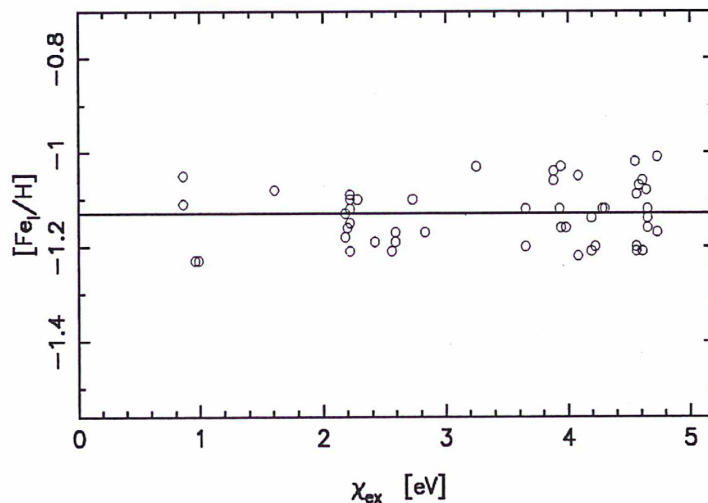


FIG. 4.2 – Ajustement de la température effective d'une étoile avec  $[\text{Fe I}/\text{H}] = f(\chi_{\text{ex}})$ . Il s'agit ici d'une de nos étoiles de champ du halo, CD-35 0360.



### 4.2.2 Gravité

Il existe aussi différentes méthodes permettant de déterminer la gravité d'une étoile.

**Utilisation de l'équilibre d'ionisation** : il s'agit de la méthode la plus fréquemment utilisée pour déterminer les gravités. Le spectre d'une étoile contient souvent des raies provenant d'un même élément, mais dans deux états d'ionisation différents. Dans les étoiles de type F, G ou K, on peut par exemple mesurer des raies de Fe I et Fe II ou de Ti I et Ti II. Il faut alors que les abondances déterminées à partir des raies neutres donnent le même résultat que celles qu'on trouve en utilisant les raies ionisées. La méthode consiste donc à calculer les abondances à partir des raies neutres et des raies ionisées en itérant sur la gravité jusqu'à obtenir la même abondance pour les deux espèces : par exemple, si l'abondance déduite des raies de Fe I est plus forte que celle déduite à partir des raies de Fe II, il faut diminuer la valeur du  $\log g$ . Pour améliorer la détermination de  $\log g$ , on peut aussi utiliser les raies d'autres éléments. Il faut néanmoins tenir compte du fait que les équilibres d'ionisation dépendent fortement de la température. Il sera donc nécessaire de recommencer ce processus à chaque fois qu'on réajuste la température. L'inconvénient principal de cette méthode est qu'il suppose que les écarts à l'ETL soient faibles. Ces effets sont en général faibles dans les étoiles de métallicité solaire, mais peuvent devenir importants dans les étoiles très déficientes en métaux (Thévenin et Idiart, 1999).

**Autres méthodes** : la gravité peut aussi être déterminée à partir de la parallaxe (Hipparcos). En général, la gravité « spectroscopique » déterminée par la méthode précédente est plus faible de  $\sim 0.3-0.5$  dex que celle-ci. On peut aussi déterminer la gravité en utilisant des diagrammes d'évolution théoriques (isochrones) adaptés à la métallicité des étoiles. C'est ce qu'ont fait Gratton et al. (2001) et Carretta et al. (2004) pour nos étoiles d'amas en ajustant des isochrones à la position des étoiles dans les diagrammes couleur-magnitude des amas.

### 4.2.3 Vitesse de microturbulence

La vitesse de microturbulence affecte les raies en les désaturant. Cet effet dépend de l'intensité des raies. On peut donc ajuster la valeur de  $v_t$  de façon à ce que l'abondance déterminée à partir d'une raie soit indépendante de l'intensité de la raie. Il est évidemment préférable de faire cette détermination dans le cas d'un élément présentant de nombreuses raies comme par exemple le Fe I. La figure 4.4 ci-dessous montre le rapport d'abondance  $[\text{Fe I}/\text{H}]$  en fonction de la largeur équivalente  $W_\lambda$  des raies détectées pour l'étoile de champ du halo CD-35 0360 de notre échantillon. Le meilleur ajustement de la valeur de  $v_t$  est celui pour lequel le rapport  $[\text{Fe I}/\text{H}]$  ne varie pas.

## 4.3 Détermination d'abondances

Une fois qu'on a réussi à trouver un ensemble de paramètres atmosphériques ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log$ ,  $v_t$ ), on peut procéder au calcul du bon modèle d'atmosphère de l'étoile à analyser. Il existe alors deux façons de procéder pour déterminer les abondances d'éléments chimiques :

**Utilisation des largeurs équivalentes** : cette technique est utilisée pour les raies dont on peut facilement mesurer les largeurs équivalentes, et donc surtout pour les raies isolées (non *blendées*). L'abondance d'un élément ne peut pas être calculée directement à partir

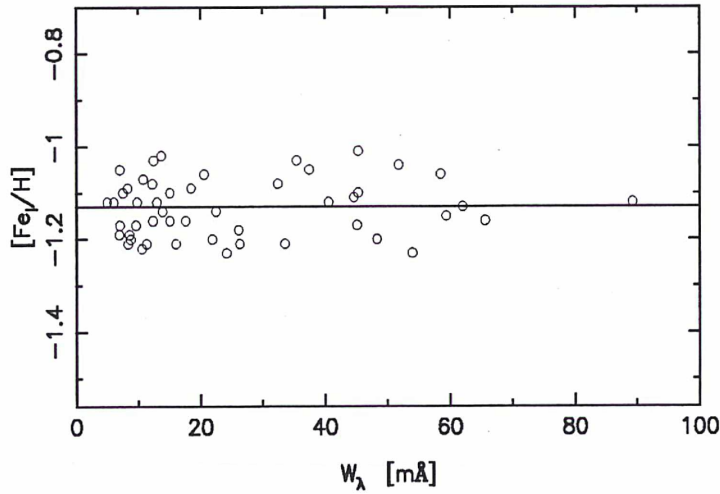


FIG. 4.3 – Ajustement de la vitesse de microturbulence d'une étoile avec  $[\text{Fe I}/\text{H}] = f(W_\lambda)$ . Il s'agit ici d'une de nos étoiles de champ du halo, CD-35 0360.

des largeurs équivalentes  $W_\lambda$  mesurées dans un spectre et d'un modèle d'atmosphère donné. En revanche, l'inverse est possible : les codes de détermination d'abondances ajustent des abondances jusqu'à obtenir la largeur équivalente observée. On fait ensuite la moyenne des abondances trouvées pour les différentes raies d'un même élément. Il faut toutefois faire attention au type de moyenne utilisé (par exemple une moyenne arithmétique) car toutes les raies n'ont pas forcément la même sensibilité à une variation d'abondance : dans le cas de raies faibles,  $W_\lambda$  varie presque linéairement avec l'abondance ; pour des raies avec des ailes un peu plus développées, il faut une très forte variation de l'abondance pour que  $W_\lambda$  augmente un peu ; finalement, pour des raies très fortes,  $W_\lambda$  varie comme la racine carrée de l'abondance. On peut alors parfois avoir recours à une méthode graphique pour tenir compte de ce type de variations : la méthode des courbes de croissance.

**Méthode des courbes de croissance** : Pour une certaine abondance  $\alpha_*$  d'un élément considéré, la largeur équivalente  $W_\lambda$  d'une raie située à la longueur d'onde  $\lambda$  varie en fonction de la probabilité de transition  $gf$  (voir aussi Éq. 4.15). On montre que lorsque les raies sont faibles,  $\log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right)$  varie linéairement avec  $\log(\alpha_* gf)$ . On peut alors définir un  $\Gamma_*$  tel que si une raie est faible on puisse écrire :

$$\log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right) = \log(\alpha_* gf) + \log \Gamma_* \quad (4.18)$$

On peut calculer  $\Gamma_*$  pour chaque raie (Cayrel et Jugaku, 1963) en fonction du modèle, de l'élément, de son état d'ionisation, du potentiel d'excitation de la raie, etc. On appelle « courbes de croissance » les graphes où on porte  $\log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right)$  en fonction de  $\log(\alpha_* gf) + \log \Gamma_*$ . Comme on ne connaît pas les valeurs de  $\alpha_*$ , on utilise plutôt une quantité basée sur l'abondance de l'élément dans le Soleil,  $\alpha_\odot$  :  $\log(\alpha_\odot gf) + \log \Gamma_*$ . Si l'élément considéré est le fer, la courbe sur laquelle vont s'aligner les raies de Fe I ou Fe II va alors être décalée par rapport à la courbe de croissance théorique de la valeur  $\log \alpha_* - \log \alpha_\odot$ , qui est par définition le rapport  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . On peut ainsi lire directement la métallicité de l'étoile analysée. Si on compare les courbes de croissance observées pour un élément présent à l'état neutre et à l'état ionisé (typiquement Fe I et Fe II, et/ou Ti I et Ti II), on peut directement voir si la gravité choisie est correcte ou non selon que les deux espèces s'alignent bien sur la même



courbe ou non. En séparant les raies à faibles ou forts potentiels d'excitation, on peut aussi voir si la température effective est correcte. De même, une variation de la vitesse de microturbulence dans les modèles aura pour effet de décaler fortement la courbe de croissance théorique dans la partie où  $\log\left(\frac{W_\lambda}{\lambda}\right)$  ne varie plus linéairement avec  $\log(\alpha_* gf)$ .

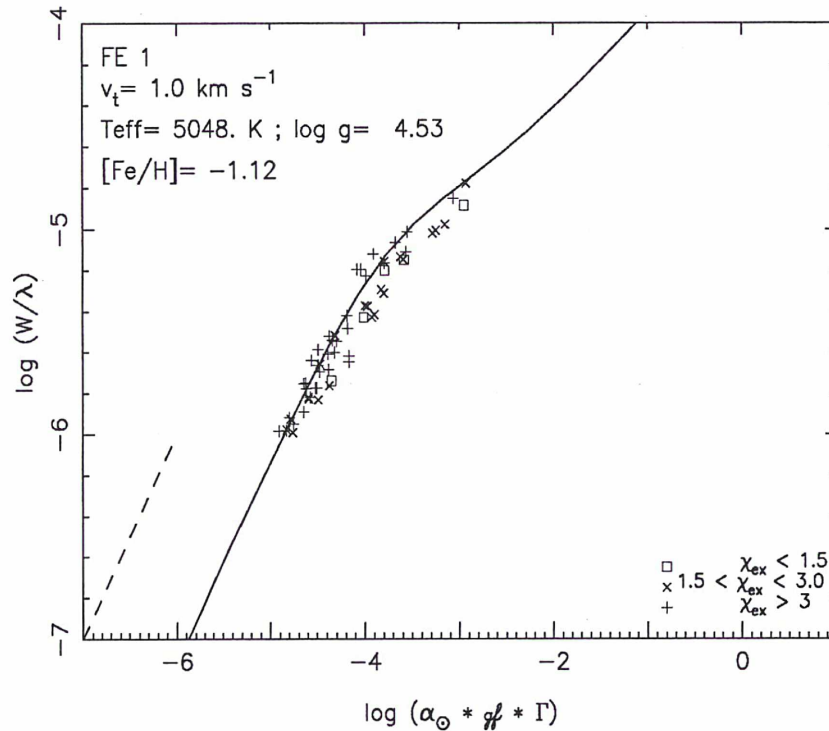


FIG. 4.4 – Courbes de croissance théorique et observée pour CD-35 0360. Les raies avec  $\chi_{\text{ex}} < 1.5$  sont représentées par des carrés blancs ; les raies avec  $1.5 < \chi_{\text{ex}} < 3.0$  sont représentées par des signes × ; les raies avec  $\chi_{\text{ex}} > 3.0$  sont représentées par des signes +.

**Technique des spectres synthétiques :** On utilise souvent cette méthode pour des raies trop mélangées pour qu'on puisse déterminer leur largeur équivalente facilement, pour les mesures de bandes moléculaires ou de raies ayant des composantes de structure hyperfine. L'idée consiste à synthétiser un spectre dans la région de la raie à analyser en partant d'une abondance donnée. On compare alors le spectre synthétique au spectre observé et on itère jusqu'à avoir ajusté le profil de la raie étudiée. Les figures 5.3a et 5.3b du chapitre 5 illustrent cette méthode dans le cas de raies de Ba II et d'Eu II affectées par une structure hyperfine.





# Chapitre 5

## Dispersion d'abondances dans l'amas NGC 6752

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Observations de NGC 6752</b>	<b>39</b>
<b>5.2</b>	<b>Méthode de détermination des abondances</b>	<b>42</b>
5.2.1	Paramètres atmosphériques	42
5.2.2	Détermination des abondances	44
5.2.3	Estimation des erreurs	49
<b>5.3</b>	<b>Abondance des éléments lourds dans NGC 6752</b>	<b>50</b>
5.3.1	En fonction de [Fe/H]	50
5.3.2	En fonction de [O, Na, Mg, Al/Fe]	53
5.3.3	Dispersion d'abondance des éléments lourds : résumé	57
<b>5.4</b>	<b>Rapports d'abondance</b>	<b>58</b>
5.4.1	Rapport [Ba/Eu]	58
5.4.2	Rapport [Sr/Ba]	58
<b>5.5</b>	<b>Sur l'évolution chimique de NGC 6752</b>	<b>61</b>
5.5.1	Métaux légers et auto-pollution des amas	61
5.5.2	De l'auto-enrichissement dans NGC 6752 ?	61
<b>5.6</b>	<b>En résumé</b>	<b>63</b>

---

### 5.1 Observations de NGC 6752

Mis à part les travaux de Norris et al. (1981) sur la bi-modalité des bandes de CN et CH dans les géantes de NGC 6752, on compte à ce jour très peu de publications concernant les anomalies d'abondance dans cet amas. La plupart des références antérieures aux travaux sur NGC 6752 qui ont été effectués dans le cadre du Large Programme « Globular Clusters » et concernant les abondances d'éléments chimiques dans des étoiles de cet amas sont pour la plupart limitées à la détermination de la métallicité de cet amas (voir par exemple Zinn et West, 1984; Minniti et al., 1993; Carretta et Gratton, 1997) à partir de spectres d'étoiles géantes. Parmi les quelques travaux sur les abondances d'autres éléments (Norris et Da Costa, 1995; Grundahl et al., 2002; Yong et al., 2003), on n'en compte aucun qui ait poussé l'exploration à des étoiles moins évoluées que les géantes très brillantes tout en haut de la branche des géantes. Et parmi tous ces travaux sur NGC 6752, seul l'article de Norris et Da Costa (1995) donne les abondances de quelques

éléments plus lourds que le fer dans 6 géantes rouges. Les spectres utilisés par Norris et Da Costa (1995) proviennent d'observations réalisées avec le spectrographe UCLES<sup>1</sup> ( $R \sim 38\,000$ ) sur le télescope anglo-australien de 3.90 m (AAT) et couvrent un domaine de longueur d'onde allant de 5050 à 7300 Å.

Les observations sur lesquelles j'ai travaillé et qui ont été réalisées pour le programme sur les amas globulaires ont été décrites au chapitre 3. Il s'agit d'un échantillon de 9 étoiles naines proches du turnoff de l'amas ( $V \sim 17$  mag) et de 9 étoiles sous-géantes à la base de la branche des géantes rouges ( $V \sim 16$  mag). L'identification des étoiles individuelles et la photométrie sont de Grundahl et al. (2000). La mesure du rapport  $S/B$  par pixel ( $\sim 5$  pixels par élément de résolution) dans les étoiles de NGC 6752 est donnée au tableau 5.3. Le rapport est mesuré à deux endroits du spectre, autour de 4500 Å et de 6500 Å, près des régions où j'ai cherché les raies de plusieurs éléments lourds. Ces rapports varient de  $\sim 15$  dans le pire des cas pour les spectres bleus (étoile du turnoff #4661) à  $\sim 65$  dans les meilleurs spectres rouges (étoile sous-géante #1400 et étoile du turnoff #4907). La figure 5.1 montre des exemples des spectres obtenus dans les régions des raies de Ba II à 6141.7 Å et de l'Eu II à 4129.7 Å.

Ces observations sont parfaitement complémentaires avec tous les travaux précédents réalisés sur l'amas NGC 6752 dans le sens qu'elles permettent enfin de tester proprement des scénarios d'évolution chimique le long de la branche des géantes rouges.

---

<sup>1</sup>UCLES : University College London Echelle Spectrograph



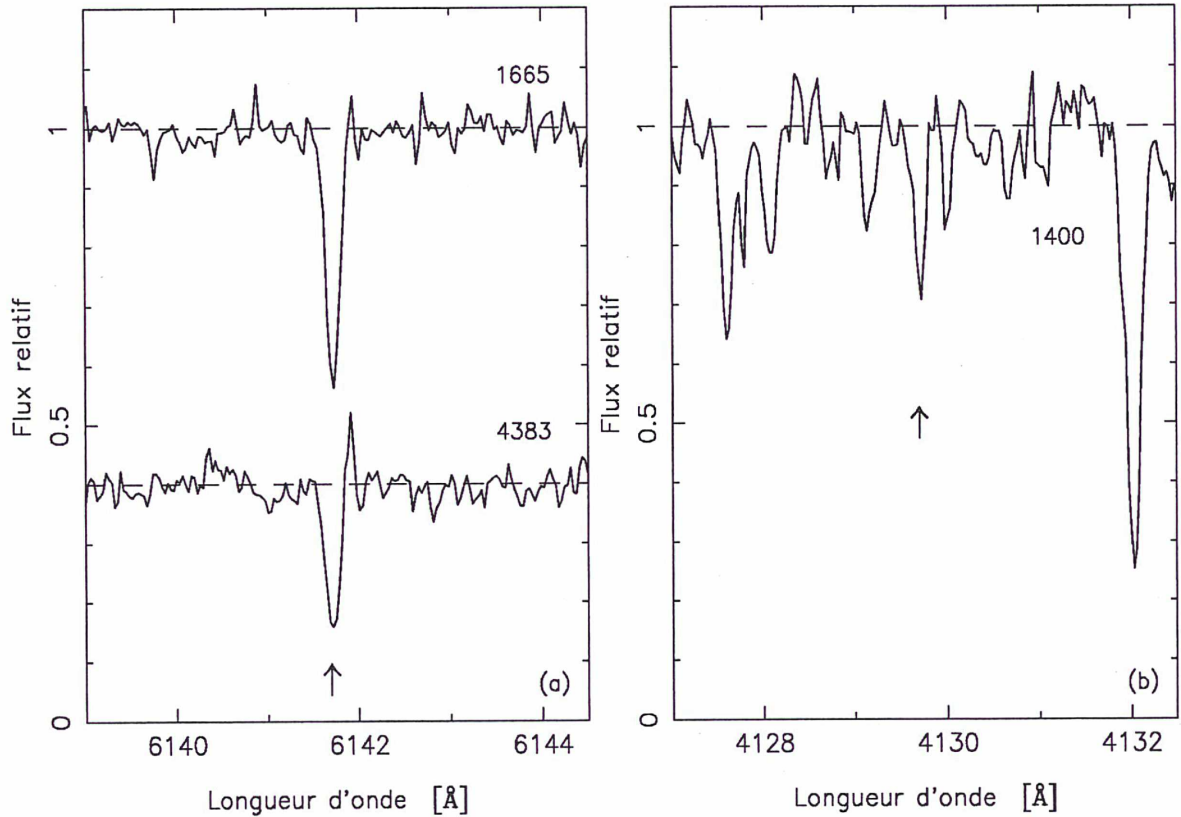


FIG. 5.1 – Identification des raies de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ) et Eu II ( $\lambda 4129.7$ ) dans des étoiles de NGC 6752. (a) : spectres UVES (VLT-UT2) normalisés des étoiles #1665 (sous-géante) et #4383 (naine), centrés sur la raie de Ba II à 6141.7 Å. On peut comparer directement l'intensité de la même raie dans une sous-géante et dans une naine du même amas globulaire. Le spectre de l'étoile #4383 a été décalé volontairement vers le bas afin d'éviter une superposition et pour plus de clarté dans la représentation. (b) : région du spectre de l'étoile #1400 (sous-géante) centrée sur la raie d'Eu II à 4129.7 Å.

## 5.2 Méthode de détermination des abondances

### 5.2.1 Paramètres atmosphériques

Les modèles utilisés dans mon travail de thèse pour analyser les étoiles de NGC 6752 sont des modèles OSMARCS à l'ETL composés d'une quarantaine de couches et calculés à partir des grilles d'Edvardsson et al. (1993). J'ai utilisé une version récente du code MARCS développé initialement par Gustafsson et al. (1975), puis amélioré par Edvardsson et al. (1994, meilleur traitement de l'absorption des raies dans l'UV), qui calcule la température, la pression gazeuse  $P_g$  et la pression électronique  $P_e$  dans chacune de ces couches. Les abondances solaires de référence sont celles de Grevesse et Sauval (2000).

Comme le montre la figure 3.1, les étoiles naines de l'échantillon au turnoff de NGC 6752 ont été sélectionnées de manière à être toutes très proches les unes des autres dans le diagramme couleur-magnitude ( $V, b - y$ ). Il en est exactement de même pour les étoiles de l'échantillon des sous-géantes. La dispersion en magnitude et en couleur est assez faible si bien qu'en pratique on peut considérer que ces étoiles ont toutes sensiblement la même magnitude et la même couleur moyenne :  $\langle V \rangle_{\text{TO}} = 17.192 \pm 0.059$  et  $\langle (b - y) \rangle_{\text{TO}} = 0.355 \pm 0.011$  pour les naines ;  $\langle V \rangle_{\text{SG}} = 15.948 \pm 0.056$  et  $\langle (b - y) \rangle_{\text{SG}} = 0.480 \pm 0.015$  pour les sous-géantes. La similitude de ces étoiles a comme conséquence que les étoiles de chaque sous-échantillon (sous-géantes ou naines) ont toutes des paramètres atmosphériques ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $v_t$ ) quasiment identiques. D'après Gratton et al. (2001) on peut donc utiliser les mêmes paramètres atmosphériques pour toutes les étoiles d'un sous-échantillon donné. Ces paramètres sont donnés dans le tableau 5.1. D'autre part, Gratton et al. utilisent des modèles d'atmosphère ATLAS9 de Kurucz (1993) qui sont légèrement différents des modèles OSMARCS d'Edvardsson et al. (1993). Leur programme de calcul des largeurs équivalentes est aussi sensiblement différent de celui que j'ai utilisé : les deux codes effectuent des fits gaussiens, mais FITLINE peut adapter la largeur à mi-hauteur du fit si nécessaire, alors que le code utilisé par Gratton et al. ne travaille qu'à largeur constante, ce qui peut modifier sensiblement la largeur équivalente mesurée en cas de blends avec des raies fortes et de ce fait avoir une (faible) influence sur les déterminations d'abondance. J'ai donc préféré vérifier au préalable la compatibilité de chacun des paramètres atmosphériques.

Type d'étoile	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$v_t$ (km s <sup>-1</sup> )
Sous-géantes	5347	3.54	1.10
Naines	6226	4.28	0.70

TAB. 5.1 – Paramètres atmosphériques utilisés pour les étoiles de NGC 6752 (d'après Gratton et al., 2001).

### Détermination des paramètres atmosphériques (Gratton et al., 2001)

Un des objectifs principaux du Large Programme « Globular Clusters » était la détermination précise de la distance des amas sélectionnés (voir Gratton et al., 2003c). Il se trouve qu'une des sources majeures dans les incertitudes sur ce type de détermination est liée à des problèmes de différence dans les échelles de rougissement (Gratton et al., 1999). Un sous-produit de l'analyse des amas devait donc être une estimation précise du rougissement pour ces amas en comparant les couleurs observées (affectées par le rougissement) aux températures effectives obtenues par spectroscopie et qui ne sont pas influencées par le rougissement. C'est pour cette raison que Gratton et al. (2001) ont préféré ne pas mesurer les températures effectives des étoiles d'amas à



partir des couleurs mais plutôt à partir des raies de la série de Balmer (en fait uniquement  $H_\alpha$  car la raie  $H_\beta$  n'a pas été observée). Gratton et al. ont effectué leur calibration de  $T_{\text{eff}}$  pour les étoiles de NGC 6752 avec l'échantillon des 25 étoiles de champ, dont les températures ont été déterminées à la fois avec les raies d'hydrogène et avec les couleurs  $B - V$  et  $b - y$  à partir des calibrations de Kurucz (1993) et d'Alonso et al. (1996b).

La différence de température ainsi trouvée donne une dispersion de moins de 150 K dans les naines ou dans les sous-géantes. En superposant les raies d'hydrogène  $H_\alpha$  de toutes les étoiles de chacun des sous-échantillons (naines d'un côté, sous-géantes de l'autre), Gratton et al. ont constaté que les raies  $H_\alpha$  des étoiles naines (respectivement des sous-géantes) se superposent exactement (même intensité et même profil). Ils en déduisent que les étoiles sont donc toutes intrinsèquement très semblables et les petites différences dans les  $T_{\text{eff}}$  sont visiblement dues à des erreurs aléatoires. Chaque sous-échantillon a donc été analysé en utilisant la température correspondante dans le tableau 5.1.

Les gravités de surface  $\log g$  ont été obtenues par la position des étoiles dans le diagramme couleur-magnitude de NGC 6752 en utilisant des isochrones pour des masses compatibles avec un âge de 14 milliards d'années. Les étoiles étant toutes très proches, la même gravité a donc été adoptée pour un sous-échantillon donné.

Les vitesses de microturbulence ont été ajustées en éliminant la dispersion dans l'abondance du Fe I en fonction de la largeur équivalente des raies. La dispersion d'étoile à étoile dans un sous-échantillon donné a été réduite en adoptant une valeur de la vitesse de microturbulence unique.

### Vérification des paramètres atmosphériques

Afin de vérifier les paramètres donnés par Gratton et al., j'ai tout d'abord créé deux nouveaux spectres : un premier spectre résultant de la moyenne des spectres des 9 naines, et un second spectre pour la moyenne des 9 sous-géantes. Le rapport  $S/B$  par pixel de ces spectres moyennés est nettement supérieur aux valeurs des spectres des étoiles prises séparément :  $(S/B)_{\text{TO}} \sim 60$  et  $(S/B)_{\text{SG}} \sim 80$  autour de 4500 Å ;  $(S/B)_{\text{TO}} \sim 100$  et  $(S/B)_{\text{SG}} \sim 140$  vers 6500 Å, à comparer avec les valeurs individuelles données dans le tableau 5.3.

La superposition des spectres des étoiles individuelles de chaque sous-échantillon m'a permis de faire une autre constatation en plus de la similitude des raies  $H_\alpha$  : les raies de Fe I et Fe II sont elles aussi quasiment identiques quelque soit l'étoile dans un sous-échantillon donné (naines, respectivement sous-géantes).

J'ai vérifié la température effective de ces spectres moyennés en modélisant le profil des ailes de leur raie  $H_\alpha$  (voir figure 5.2). J'ai aussi vérifié l'indépendance de l'abondance de Fe I vis-à-vis des potentiels d'excitation des raies comme décrit à la section 4.2.

La gravité et la vitesse de microturbulence ont été vérifiées en utilisant des courbes de croissances théoriques et en les comparant aux observations. Les gravités ont été vérifiées en assurant l'équilibre d'excitation des raies de Fe I et Fe II.

La vitesse de microturbulence a été fixée en imposant que l'abondance de Fe I soit indépendante de la largeur équivalente des raies.

La dernière étape de la vérification a consisté à vérifier que pour chaque étoile ces paramètres donnaient des abondances cohérentes. J'ai donc vérifié ceci en calculant l'abondance de  $\sim 30$ – $40$  raies de Fe I et Fe II telles que  $W_\lambda < 100$  mÅ (afin d'éviter les raies trop fortes qui sont mal modélisées par des simples gaussiennes).

Finalement, les valeurs que j'ai trouvées en utilisant les spectres moyennés sont tout à fait compatibles avec celles annoncées par Gratton et al. (2001). La différence est inférieure aux



erreurs typiques qu'on admet dans la détermination des paramètres atmosphériques (voir plus loin, section 5.2.3). J'ai donc utilisé ces paramètres pour déterminer l'abondance en fer avec les codes OSMARCS et j'ai trouvé  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.50$ , valeur que j'ai ensuite prise comme paramètre d'entrée pour le calcul détaillé de l'abondance des éléments lourds.

## 5.2.2 Détermination des abondances

### Abondance du fer

Les raies de fer ont été déduites des largeurs équivalentes que j'ai mesurées avec FITLINE. Bien qu'un très grand nombre de raies de Fe I soient visibles dans tous les spectres, j'ai sélectionné entre 30 et 40 raies non-blendées ayant des largeurs équivalentes  $W_\lambda < 100 \text{ m}\text{\AA}$ . En revanche, étant donné la faible quantité de raies de Fe II présentes dans les spectres (5–8 raies seulement en moyenne), j'ai conservé toutes celles que j'ai pu détecter et qui n'étaient pas blendées. Les abondances du fer sont présentées dans le tableau 5.3 pour toutes les étoiles observées dans NGC 6752. La valeur indiquée est la moyenne de l'abondance du Fe I et du Fe II.

Parmi les précédentes déterminations de la métallicité de cet amas, on trouve celle de Zinn et West (1984) qui ont travaillé d'abord sur la photométrie de l'amas puis sur un spectre du centre de l'amas obtenu avec un spectrographe à fente large. Les déterminations suivantes ont pour la plupart été faites à partir d'étoiles individuelles, en général des géantes assez brillantes : Minniti et al. (1993), Norris et Da Costa (1995), Carretta et Gratton (1997) ; plus récemment Grundahl et al. (2002) et Yong et al. (2003). Tous leurs résultats sont résumés dans le tableau 5.2. Les étoiles de Gratton et al. (2001) qui y sont mentionnées sont évidemment les mêmes que les miennes (James et al., 2004a).

Auteurs	Type d'étoiles	Nbre.	[Fe/H]
Zinn et West (1984)	spectro. fente large	–	–1.54
Minniti et al. (1993)	géantes	3	–1.58
Norris et Da Costa (1995)	géantes	6	–1.54
Carretta et Gratton (1997)	géantes	4	–1.42
Gratton et al. (2001)	naines, sous-géantes	18	–1.42
Grundahl et al. (2002)	géantes	21	–1.62
Yong et al. (2003)	géantes	20	–1.62
James et al. (2004a)	naines, sous-géantes	18	–1.49±0.07

TAB. 5.2 – Métallicité de l'amas NGC 6752.

J'ai donc trouvé une métallicité moyenne de  $\langle [\text{Fe}/\text{H}] \rangle = -1.49 \pm 0.07$  pour les 18 étoiles de notre échantillon. L'incertitude indiquée ici ( $\pm 0.07$  dex) est donnée simplement par l'écart-type<sup>2</sup> par rapport à la valeur moyenne calculée. En tenant compte de l'écart-type et des erreurs commises sur la détermination des paramètres atmosphériques, la métallicité que j'ai trouvée est tout à fait compatible avec toutes les valeurs précédentes.

Une partie des différences dans l'abondance du fer entre les différentes analyses dans cet amas (jusqu'à  $\sim 0.15$  dex) semble provenir des effets cumulés entre les différents modèles d'atmosphère (MARCS, Kurucz, etc...) et échelles de température effective adoptés (voir la discussion de Kraft et Ivans, 2003). En particulier, la faible différence (0.07 dex) entre ma valeur et celle de Gratton

<sup>2</sup>L'écart-type est la racine carrée de la variance :  $\sigma(x_1 \dots x_N) = \sqrt{\text{Var}(x_1 \dots x_N)}$ , où la variance est donnée par  $\text{Var}(x_1 \dots x_N) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$ ,  $\bar{x}$  étant la valeur moyenne de  $(x_1 \dots x_N)$ .



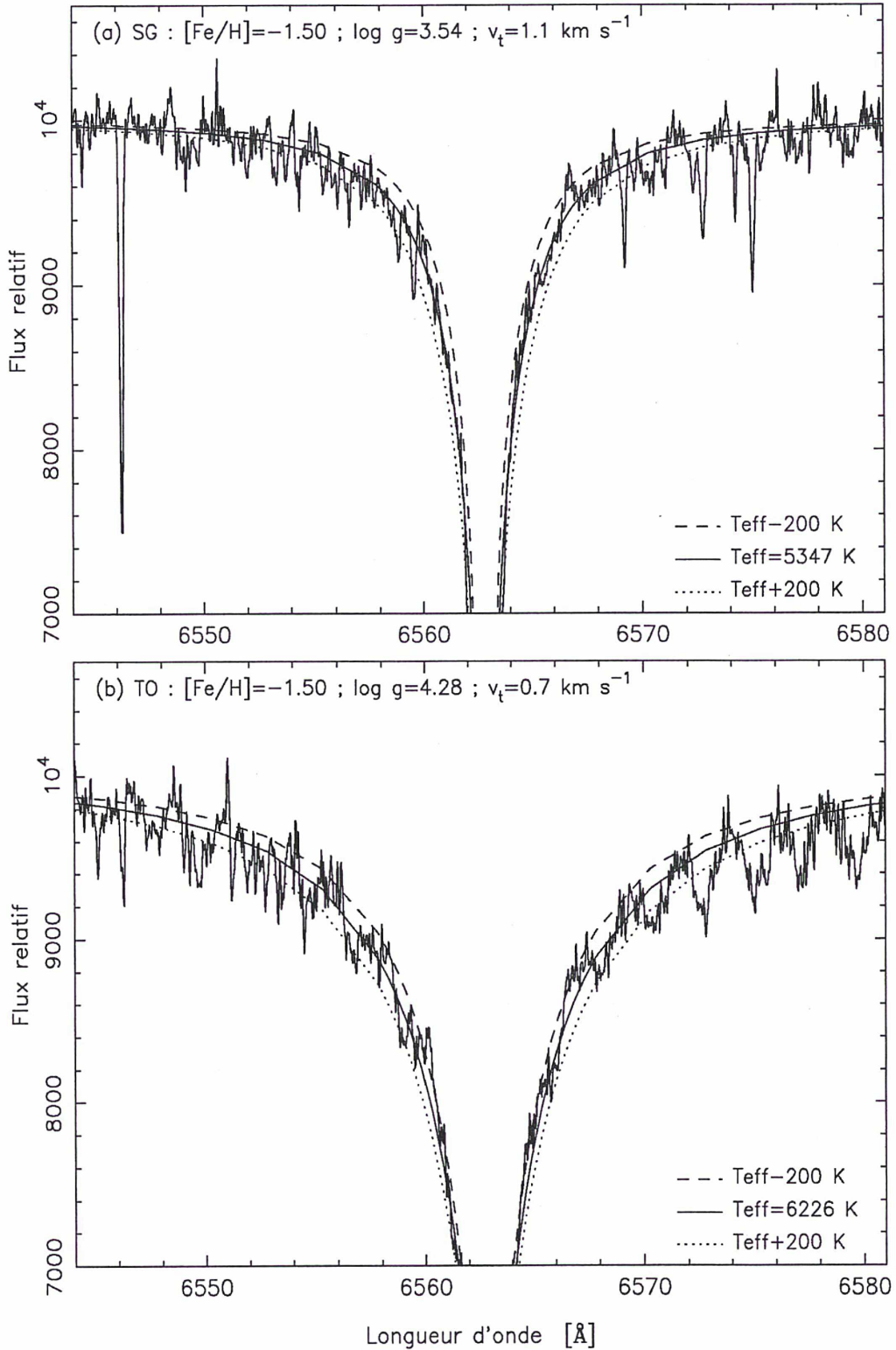


FIG. 5.2 – Vérification de la  $T_{\text{eff}}$  des étoiles de NGC 6752 à partir de la raie  $\text{H}_\alpha$  sur les spectres moyennés (a) des 9 sous-géantes et (b) des 9 naines.

et al. (2001), qui ont pourtant été obtenues toutes les deux à partir des mêmes données, peut être expliquée plus précisément par deux points :

1. Les métallicités publiées par Gratton et al. sont uniquement les valeurs pour le Fe I alors que

les valeurs publiés dans James et al. (2004a) sont des moyennes de Fe I et Fe II. Gratton et al. ont donc  $\langle [\text{Fe I}/\text{H}] \rangle = -1.43 \pm 0.12$  pour les naines et  $-1.42 \pm 0.06$  pour les sous-géantes. Pour le Fe II, ils obtiennent des abondances un peu plus faibles, à savoir  $\langle [\text{Fe II}/\text{H}] \rangle = -1.49$  pour les étoiles du turnoff et  $-1.57$  pour les étoiles à la base de la RGB. S'ils avaient utilisé la moyenne des deux valeurs comme je l'ai fait, alors la différence entre nos valeurs ne serait plus que de  $\sim 0.02$  dex, la valeur exacte dépendant du poids associé à chaque abondance dans le calcul de la valeur moyenne.

2. Alors que nos valeurs moyennes sont finalement très proches, il subsiste une faible dispersion pour une même étoile, y compris en utilisant les mêmes largeurs équivalentes. Cet écart ( $\lesssim 0.05$  dex) vient en fait uniquement des différents modèles d'atmosphère que nous avons utilisé lors de nos analyses (OSMARCS et ATLAS9), dans lesquels les lois  $T(\tau)$  sur la variation de la température en fonction de la profondeur optique sont sensiblement différentes. Ceci conduit à une légère variation dans la température de formation des raies et finalement à un faible décalage dans les abondances.

Quoi qu'il en soit, ces différences ne sont pas critiques dans mon analyse car j'ai surtout travaillé sur des rapports d'abondance et non sur les abondances elles-mêmes. En tout cas, mon travail a confirmé la très faible dispersion de métallicité dans les étoiles de NGC 6752 avec un écart-type de 0.07 dex pour tout l'échantillon (ou de 0.10 dex pour Gratton et al.).

### Abondance des éléments lourds

Les abondances de strontium et d'yttrium ont été calculées à partir des largeurs équivalentes de la même façon que pour les raies de fer. Les potentiels d'excitation et les  $\log(gf)$  des raies de Sr II et d'Y II ont été pris dans Sneden et al. (1996) et/ou Sneden et al. (2003, voir annexe A). J'ai obtenu les abondances de strontium à partir au moins d'une des raies de Sr II à 4077.7 ou 4215.5 Å, le plus souvent à partir des deux que ce soit dans les naines ou dans les sous-géantes. Pour l'yttrium, j'ai pu détecter les raies à 3950.3 et à 4398.0 Å dans pratiquement toutes les sous-géantes, et au moins la raie à 3950.3 Å dans toutes les naines.

Étant donné que les raies de baryum et d'euporium sont généralement affectés par des effets de structure hyperfine (voir par exemple McWilliam et al., 1995; McWilliam, 1998), j'ai utilisé des spectres synthétiques générés sur plusieurs Å, que j'ai comparés de manière interactive aux spectres observés. Pour ce faire, j'ai utilisé la dernière version mise à jour du code de synthèse spectrale de Spite (1967). La figure 5.3 illustre des cas typiques de comparaison entre des spectres théoriques et des spectres observés dans le cas des raies de Ba II à 6141.7 Å et d'Eu II à 4129.7 Å pour trois étoiles de notre échantillon. Pour ces spectres synthétiques, j'ai utilisé les paramètres de structure hyperfine de McWilliam (1998) pour les raies de baryum et de Lawler et al. (2001) pour l'euporium (voir les tableaux B.1 à B.4 en annexe). Les raies de Ba II à 4554.0, 6141.7 et 6496.9 Å sont détectées dans toutes les étoiles de notre échantillon. J'ai aussi pu utiliser la raie à 5853.7 Å lorsqu'elle était détectable. Concernant l'euporium, presque tous les spectres des sous-géantes permettent une détection des raies d'Eu II à 4129.7 et 4205.0 Å. En revanche, il ne m'a été possible de donner que des limites supérieures pour la plupart des étoiles naines.

Les abondances de ces éléments ainsi que la métallicité déterminées pour chaque étoile de l'amas se trouvent dans le tableau 5.3. Les valeurs moyennes pour tout l'échantillon sont :



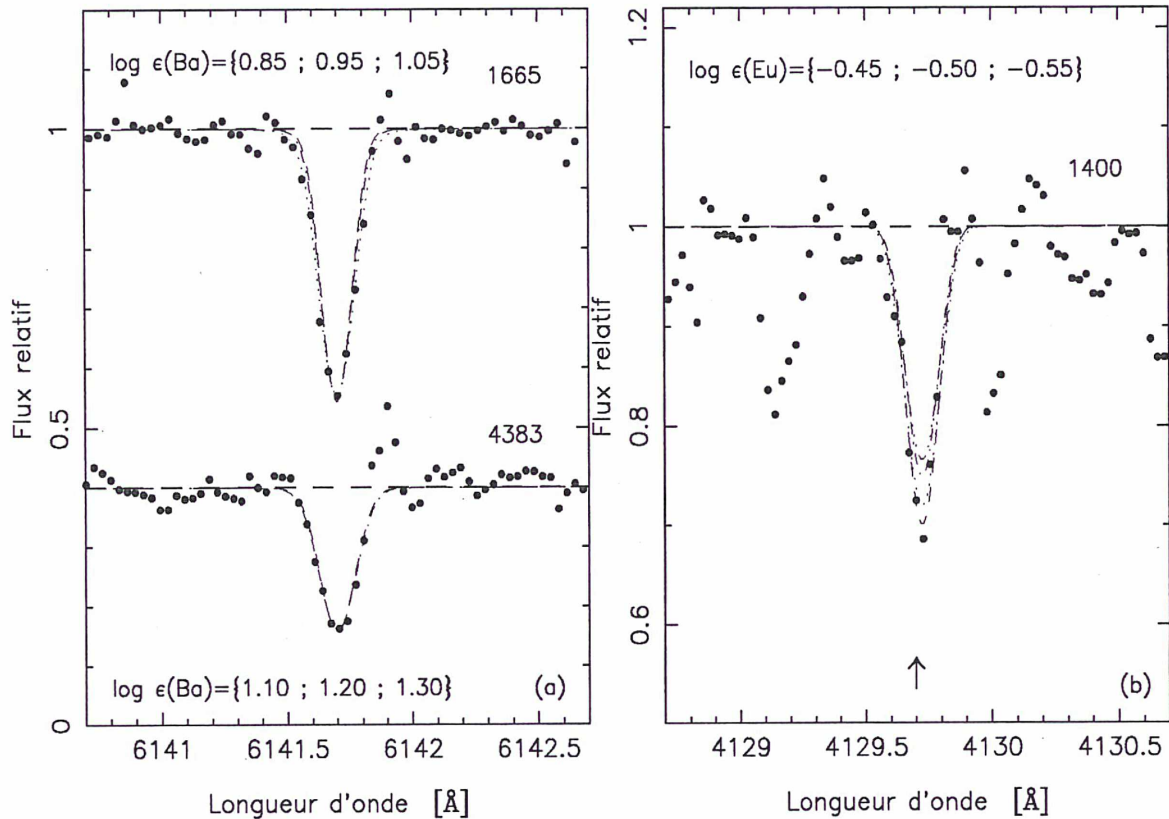


FIG. 5.3 – Spectres synthétiques obtenus pour les raies de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ) et Eu II ( $\lambda 4129.7$ ) dans des étoiles de l'amas NGC 6752 ( $\bullet$  : observations ; *traits* et *pointillés* : spectres synthétiques). (a) : spectres synthétiques de la raie de Ba II à 6141.7 Å pour les étoiles #1665 (sous-géante) et #4383 (naine). Un décalage entre les spectres a été introduit volontairement, comme à la figure 5.1. (b) : spectre synthétique de la raie d'Eu II à 4129,7 Å dans l'étoile sous-géante #1400.

$$\begin{cases} \langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle = +0.06 \pm 0.16 \\ \langle [\text{Y}/\text{Fe}] \rangle = -0.01 \pm 0.12 \\ \langle [\text{Ba}/\text{Fe}] \rangle = +0.18 \pm 0.11 \\ \langle [\text{Eu}/\text{Fe}] \rangle = +0.41 \pm 0.09 \end{cases}$$

La figure 5.4 qui sera discutée à la section 5.3 présente les diagrammes  $[X/\text{Fe}]$  en fonction de  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , avec  $X = \text{Sr}, \text{Y}, \text{Ba}$  ou  $\text{Eu}$ .

J'ai effectué mes calculs en utilisant des modèles d'atmosphère à l'ETL. Il semble évident que des écarts à l'ETL peuvent affecter les abondances des éléments lourds, en particulier dans le cas des raies du Ba II et du Sr II pour des étoiles pauvres en métaux dans l'intervalle de métallicité  $-1.90 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.20$  (voir par exemple Mashonkina et al., 1999). Des calculs détaillés des effets des écarts à l'ETL ont été menés respectivement par Mashonkina et al. (1999) et Mashonkina et Gehren (2000, 2001) pour différentes raies de Ba II, d'Eu II et de Sr II. A des métallicités avoisinant -1.50, dans la plupart des cas les corrections non-ETL n'excèdent pas 0.15 dex en intensité. Ceci dit, l'intensité de ces effets dépend fortement des raies observées et des paramètres atmosphériques. Étant donné que l'incertitude sur la détermination de ces paramètres dans le cas présent (voir section 5.2.3 ci-après) combinée avec les incertitudes sur la détermination des largeurs équivalentes (ou avec les incertitudes sur les ajustements dans le cas des abondances

Id. étoile	$S/B$ @450 nm	$S/B$ @650 nm	[Fe/H]	[Sr/Fe]	[Y/Fe]	[Ba/Fe]	[Eu/Fe]
Sous-géantes : $T_{\text{eff}} = 5347$ K ; $\log g = 3.54$ ; [Fe/H] = $-1.50$ ; $v_t = 1.1$ km s $^{-1}$							
1400	49	65	-1.40	-0.12	0.00	+0.10	+0.37
1406	54	58	-1.47	+0.03	-0.02	+0.20	+0.42
1445	36	57	-1.56	+0.00	-0.09	+0.33	+0.51
1460	35	58	-1.42	-0.04	-0.23	+0.20	+0.31
1461	26	44	-1.40	-0.07	-0.10	+0.23	+0.25
1481	42	62	-1.52	+0.13	0.00	+0.30	+0.46
1563	33	52	-1.60	+0.06	+0.22	+0.36	+0.54
1665	30	47	-1.50	+0.07	+0.03	+0.27	+0.36
202063	27	50	-1.55	-0.11	+0.13	+0.23	+0.40
<moyenne>			-1.49	-0.01	-0.01	+0.25	+0.40
$\sigma$ (dev. std.)			0.07	0.09	0.13	0.08	0.09
Naines : $T_{\text{eff}} = 6226$ K ; $\log g = 4.28$ ; [Fe/H] = $-1.50$ ; $v_t = 0.7$ km s $^{-1}$							
4341	20	44	-1.48	-0.07	-0.13	+0.05	<0.52
4383	39	59	-1.45	+0.11	0.00	+0.14	<0.44
4428	42	61	-1.59	+0.30	<0.00	+0.20	<0.63
4458	24	45	-1.50	-0.19	<0.03	+0.15	<0.62
4661	16	26	-1.42	+0.28	<0.12	-0.01	<0.67
4907	52	66	-1.52	+0.29	+0.09	+0.18	+0.53
5048	36	62	-1.47	+0.27	+0.07	+0.14	+0.41
200613	19	34	-1.35	+0.19	-0.19	-0.03	<0.44
202316	35	51	-1.53	-0.06	+0.01	+0.21	<0.47
<moyenne>			-1.48	+0.12	-0.03	+0.11	+0.47
$\sigma$ (dev. std.)			0.07	0.19	0.11	0.09	0.08

TAB. 5.3 – Abondance des éléments lourds dans les étoiles de l'amas NGC 6752.

déduites de spectres synthétiques) donnent une erreur totale d'environ  $\sim 0.15$  dex, on ne s'attend pas à des changements réellement significatifs dans les abondances que j'ai déterminées. En fait, on aurait au mieux un léger décalage systématique des rapports d'abondance.



### 5.2.3 Estimation des erreurs

L'erreur totale commise sur la détermination des abondances a été estimée comme étant due aux erreurs systématiques aléatoires dans la mesure des largeurs équivalentes et aux erreurs faites sur la détermination des paramètres atmosphériques. Pour plus de 2 raies détectées d'un élément donné dans le spectre d'une étoile, les erreurs systématiques peuvent être approchées par l'écart-type par rapport à l'abondance moyenne.

Les erreurs commises sur le choix des paramètres atmosphériques ont une influence sur la détermination des abondances. Cet impact peut être calculé en assumant les variations typiques suivantes sur la température effective, la gravité de surface et la vitesse de microturbulence :  $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 100$  K,  $\Delta \log g = \pm 0.2$  dex et  $\Delta v_t = \pm 0.2$  km s<sup>-1</sup>. L'incertitude totale sur la détermination des abondances provenant des erreurs sur le choix des paramètres atmosphériques est alors donnée par la somme quadratique  $\Delta(T_{\text{eff}}, \log g, v_t)$  des erreurs sur chaque paramètre pris séparément  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $v_t$ .

Le tableau 5.4 ci-dessous résume les estimations d'erreurs commises pour un exemple d'étoile naine et de sous-géante de NGC 6752. Les calculs d'erreur donnent des résultats tout à fait semblables pour les autres étoiles de chaque sous-échantillon. L'erreur totale  $\Delta(\text{Tot})$  donnée à la dernière colonne du tableau ne tient pas compte des erreurs commises sur les mesures de  $W_\lambda$  ou sur les spectres synthétiques. On peut remarquer que cette valeur est souvent inférieure ou du même ordre que les écart-types donnés au tableau 5.3.

El.	$N^{(a)}$	$\Delta T_{\text{eff}}$ +100 K	$\Delta \log g$ +0.2 dex	$\Delta v_t$ +0.2 km s <sup>-1</sup>	$\Delta(\text{Tot})^{(b)}$
Sous-géantes (p. ex. #1400)					
Fe I	33	+0.09	-0.02	-0.05	0.10
Fe II	11	-0.01	+0.07	-0.05	0.09
Sr II	1	+0.04	-0.02	+0.02	0.05
Y II	2	-0.01	+0.05	-0.04	0.06
Ba II	3	+0.04	+0.01	-0.05	0.06
Eu II	2	0.00	+0.05	-0.04	0.06
Naines (p. ex. #4907)					
Fe I	27	+0.09	-0.04	-0.05	0.11
Fe II	8	+0.01	+0.06	-0.03	0.07
Sr II	1	+0.05	-0.04	+0.01	0.06
Y II	2	0.00	+0.06	+0.02	0.06
Ba II	3	+0.04	-0.02	-0.06	0.07
Eu II	2	0.00	+0.06	+0.03	0.07

<sup>(a)</sup> Pour le Fe I, il n'a été tenu compte que des raies pour lesquelles  $W_\lambda \leq 100$  mÅ ;

<sup>(b)</sup>  $\Delta(\text{Tot}) = \Delta(T_{\text{eff}}, \log g, v_t)$  est la somme quadratique  $\sqrt{\sum_i \Delta_i^2}$  de toutes les incertitudes individuelles liées au paramètres atmosphériques.

TAB. 5.4 – Estimation des erreurs pour les abondances dans NGC 6752.

## 5.3 Abondance des éléments lourds dans NGC 6752

### 5.3.1 En fonction de [Fe/H]

La figure 5.4 représente les rapports d'abondance des éléments lourds dans les étoiles de notre échantillon par rapport au fer : [Sr/Fe], [Y/Fe], [Ba/Fe] et [Eu/Fe] en fonction de [Fe/H].

J'ai rajouté les résultats de Norris et Da Costa (1995) sur ces graphes afin d'établir une comparaison entre nos étoiles naines et sous-géantes, et les 6 géantes observées par Norris et Da Costa. Dans le but d'obtenir un échantillon relativement homogène pour toutes ces données, j'ai préféré recalculer les abondances de Norris et Da Costa avant de les intégrer à mes graphes. J'ai donc utilisé la liste de largeurs équivalentes publiée dans Norris et al. (1995) en prenant les valeurs mesurées pour les raies de Fe I, Fe II, Y II, Ba II et Eu II (ils n'ont malheureusement pas publié de valeurs pour les largeurs des raies de Sr II). J'ai alors recalculé les abondances correspondantes avec des  $\log(gf)$  plus récents que ceux utilisés par Norris et Da Costa dans leur liste de raies et en utilisant les mêmes codes pour les modèles d'atmosphère et les calculs d'abondance que pour notre échantillon d'étoiles d'amas. Il est cependant bon de noter que ne disposant que des largeurs équivalentes, je n'ai pas pu introduire de calculs incluant la structure hyperfine du baryum ou de l'euprimum pour ces données. Je n'ai pas non plus tenu compte des différences entre les modèles d'atmosphère, c'est-à-dire que j'ai directement utilisé les paramètres atmosphériques ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $v_t$ ) publiés par Norris et Da Costa (1995) sans avoir vérifié les équilibres d'ionisation, d'excitation, etc. au préalable. Ces points figurent donc ici uniquement à titre indicatif (pour le moment).

Sur la figure 5.4, les triangles en bleu représentent nos étoiles naines, les carrés en rouge représentent les sous-naines de notre échantillon, et les points en bleu ciel sont les données de Norris et Da Costa (1995) pour 6 géantes dont j'ai recalculé les abondances.

A première vue, on ne constate aucune différence systématique significative entre les abondances obtenues dans des étoiles à différents stades d'évolution.

#### Strontium (figure 5.4a)

On peut observer une dispersion légèrement plus importante dans le cas du strontium par rapport aux autres éléments lourds, notamment dans les étoiles du turnoff qui sont plus étalées en [Sr/Fe] que les sous-géantes (voir le tableau 5.3). Cet effet de la forte dispersion du strontium est aussi présent dans les étoiles de champ du halo (Ryan et al., 1991; Burris et al., 2000, et autres références dans ces articles). Dans le cas présent, la différence entre les naines et les sous-géantes peut s'expliquer assez facilement par le fait que les spectres obtenus pour les naines sont de bien moins bonne qualité que ceux des sous-géantes (voir les rapports  $S/B$  dans le tableau 5.3). Même si les raies de Sr II sont plutôt fortes, les incertitudes sur la détermination des largeurs équivalentes vient surtout de la difficulté à placer le niveau du continu dans le spectre. Dans cette figure, j'ai aussi rajouté des barres d'erreur pour les naines en tenant compte de ce dernier point ( $\sim 10\text{--}15\%$  d'erreur sur la mesure de  $W_\lambda$ ). La valeur moyenne sur tout l'échantillon est typiquement solaire :  $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle = +0.06 \pm 0.16$  dex.

#### Yttrium (figure 5.4b)

J'ai obtenu des rapports [Y/Fe] s'échelonnant de -0.23 à 0.22 dex. Il n'y a visiblement aucun effet lié au type spectral des étoiles quand on compare les naines aux sous-géantes ou bien aux géantes de Norris et Da Costa. La valeur moyenne pour notre échantillon est solaire et vaut  $\langle [\text{Y}/\text{Fe}] \rangle = -0.01 \pm 0.12$  dex. Ce rapport [Y/Fe] est tout à fait compatible avec les valeurs



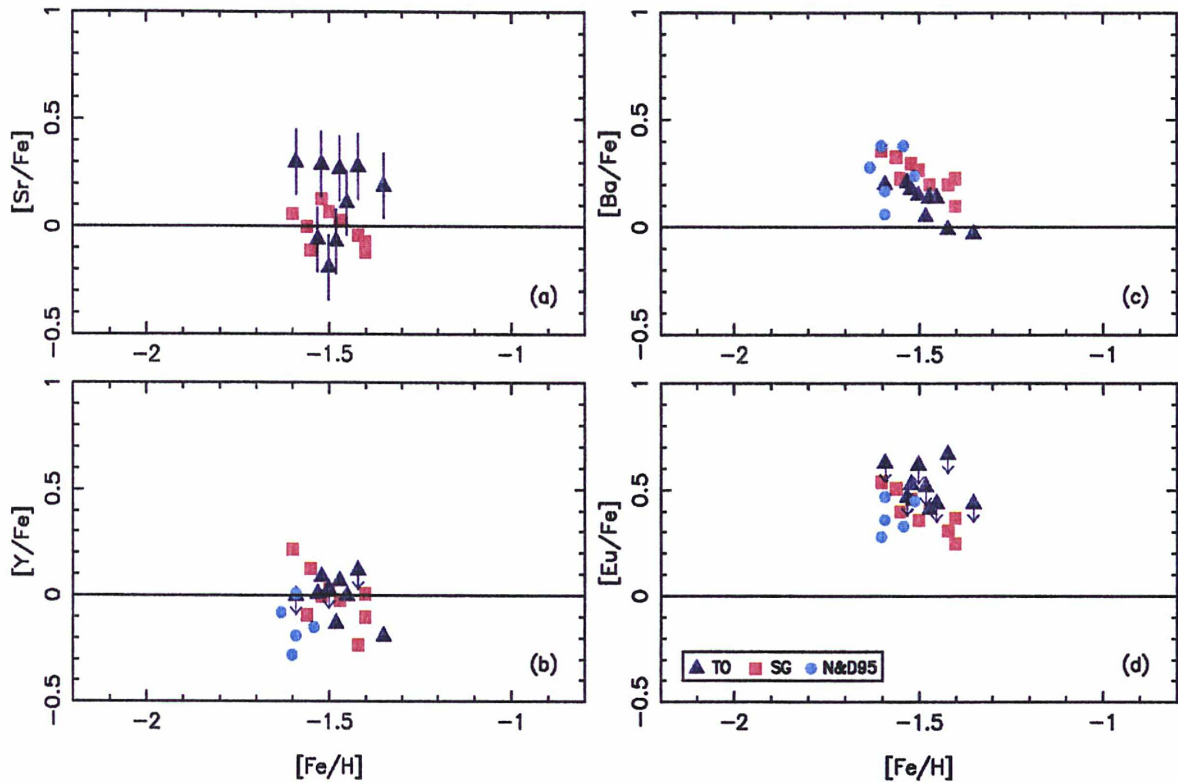


FIG. 5.4 – Diagrammes d’abondance  $[X/Fe]$  en fonction de  $[Fe/H]$  dans NGC 6752. *TO* : étoiles du turnoff ; *SG* : sous-géantes ; *N&D95* : géantes étudiées par Norris et Da Costa (1995).

trouvées dans les étoiles de champ du halo à des métallicités intermédiaires (Burris et al., 2000; Fulbright, 2000).

### Baryum (figure 5.4c)

Le baryum est de toute évidence surabondant par rapport au fer de +0.18 dex. On remarque une légère différence (0.14 dex) entre la moyenne obtenue pour les naines et celle dans les sous-géantes. L’origine de cet écart reste encore assez indéfinie et pourrait être comme dans le cas du strontium uniquement due à la différence de qualité des spectres, mais notre échantillon est encore trop peu peuplé pour pouvoir conclure quoi que ce soit sur le sujet. La pente apparente pour les naines et les sous-géantes disparaît totalement si on trace le rapport  $[Ba/Fe]$  en fonction d’autres éléments que le fer (voir la suite). Il est donc tout à fait probable qu’elle ne soit qu’artificielle. Les rapports calculés sont bien en accord avec les résultats de Norris et Da Costa (1995) qui trouvent un rapport d’abondance moyen de  $\langle [Ba/Fe] \rangle = +0.25$ , montrant à nouveau une bonne homogénéité entre les différents stades évolutifs des étoiles dans NGC 6752. Nos résultats sont aussi compatibles avec les analyses d’étoiles déficientes en métaux dans un intervalle de métallicité proche de -1.50 (Burris et al., 2000; Fulbright, 2000; Mashonkina et al., 2003). On peut aussi comparer les valeurs obtenues pour notre échantillon d’étoiles très peu évoluées aux rapports  $[Ba/Fe]$  trouvés dans les géantes d’autres amas globulaires. Sneden et al. (1997), Sneden et al. (2000) et Armosky et al. (1994) trouvent des valeurs moyennes de  $[Ba/Fe]$  comprises entre -0.29 et +0.12 dans des amas globulaires à des métallicités allant de -1.17 à -2.41. Notre valeur moyenne de  $\langle [Ba/Fe] \rangle = +0.18 \pm 0.11$  dex est donc tout à fait en accord avec d’autres amas globulaires plus ou moins déficients en métaux.

### Europium (figure 5.4d)

Les raies d'euporium sont à peine détectables dans les étoiles du turnoff de NGC 6752, mais les quelques détections que j'ai pu obtenir sont assez fiables et sont voisines des abondances déterminées dans les sous-géantes de NGC 6752 (voir tableau 5.3). De toute évidence, le rapport  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  est surabondant par rapport à la valeur solaire : le rapport moyen pour l'échantillon est de  $\langle [\text{Eu}/\text{Fe}] \rangle = +0.41 \pm 0.09$  dex. Cette valeur est en accord avec les résultats de Shetrone (1996) pour les amas M 71, M 5, M 13 et M 92, qui présentent tous le même type de surabondance du rapport  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  par rapport à la valeur solaire. Sur ce point, les amas globulaires galactiques sont pratiquement tous en harmonie avec les étoiles de champ déficientes en métaux du halo à des métallicités intermédiaires de -1.50 à -2.50 (voir par exemple Burris et al., 2000; Fulbright, 2000; Mashonkina et al., 2003). On peut souligner ici un point très intéressant : la dispersion du rapport  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  parmi les 4 amas globulaires étudiés par Shetrone (1996) est beaucoup plus faible que la dispersion du rapport  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ . Dans le cas présent, il est très difficile d'arriver à une conclusion sur la dispersion d'abondance du baryum par rapport à l'euporium au sein de l'amas NGC 6752 uniquement sur un échantillon de cette taille (voir le tableau 5.3). Je reviendrai néanmoins sur ce point au chapitre 6 où j'aborderai une comparaison plus large entre différents amas globulaires de la Galaxie.



### 5.3.2 En fonction de [O, Na, Mg, Al/Fe]

Les figures 5.5 à 5.8 représentent les rapports d'abondance des éléments lourds [Sr, Y, Ba, Eu/Fe] dans NGC 6752 mesurés pour ma thèse en fonction des rapports [O, Na, Mg, Al/Fe] mesurés dans les mêmes étoiles par Gratton et al. (2001). Comme pour les diagrammes d'abondance en fonction de [Fe/H], j'ai inclus les étoiles de Norris et Da Costa (1995) à titre indicatif, après avoir recalculé les abondances respectives de l'oxygène, du sodium, du magnésium et de l'aluminium avec nos codes, des paramètres de raies plus récents (principalement les  $\log(gf)$ ) et les largeurs équivalentes publiées par Norris et al. (1995), comme décrit précédemment.

Le but de cette comparaison est de voir s'il existe une quelconque relation entre les anomalies d'abondances détectées par Gratton et al. dans NGC 6752, à savoir les anti-corrélations O–Na et Mg–Al, et les éléments lourds produits par capture de neutrons, notamment les éléments *s* car ils peuvent être produits par des étoiles AGB dont certaines pourraient être liées à la pollution et aux anomalies d'abondance des amas globulaires (voir entre autre Ventura et al., 2001; D'Antona et al., 2002).

#### Abondances en fonction de l'oxygène (figure 5.5)

La figure 5.5 ne montre visiblement aucun type de relation entre les éléments lourds et l'oxygène dans les étoiles peu évoluées de notre échantillon. Gratton et al. ont mesuré l'oxygène dans presque toutes les étoiles du turnoff (sauf #4661 et #200613), mais par contre uniquement dans 3 des 9 sous-géantes de l'échantillon. On voit très nettement l'importante dispersion des abondances d'oxygène sur environ 1 dex en abscisse sur les graphes. En ordonnée, on remarque en revanche la très faible dispersion des abondances d'yttrium, de baryum et d'europium (figures 5.5b, c et d), de même qu'une dispersion plus importante dans l'abondance du strontium (figure 5.5a), comme il avait été noté précédemment. L'observation des étoiles géantes de Norris et Da Costa semble en revanche montrer une possible anti-corrélation du baryum en fonction de l'oxygène (figure 5.5c), ainsi que d'éventuelles corrélations entre les abondances d'yttrium et d'europium en fonction de l'oxygène (figures 5.5b et d). L'interprétation de ces effets peut être sujette à discussion étant donné que je n'ai fait que recalculer les abondances des étoiles de Norris et Da Costa à titre indicatif (voir plus haut).

#### Abondances en fonction du sodium (figure 5.6)

Comme pour la figure précédente, la figure 5.6 ne révèle aucune relation entre les éléments produits par capture de neutrons et le sodium dans les naines ou les sous-géantes de notre échantillon. Contrairement à l'oxygène qui n'a pas pu être mesuré dans toutes les étoiles, Gratton et al. ont pu déterminer des abondances de sodium dans tout l'échantillon de naines et de sous-géantes pour NGC 6752. La figure montre très clairement une large dispersion ( $\sim 1$  dex) des abondances de sodium mais une faible dispersion d'abondance pour les métaux lourds. L'amas NGC 6752 présente clairement une anti-corrélation O–Na quelque soit le stade d'évolution des étoiles observées (Gratton et al., 2001). Si on avait trouvé une (anti-)corrélations entre les abondances des métaux lourds et l'abondance de l'oxygène, on devrait logiquement s'attendre à voir l'effet inverse dans les diagrammes d'abondance en fonction du sodium. On observe en fait une très légère tendance inverse de qui est observé avec les abondances trouvées dans les géantes de Norris et Da Costa (1995) en fonction de l'oxygène.

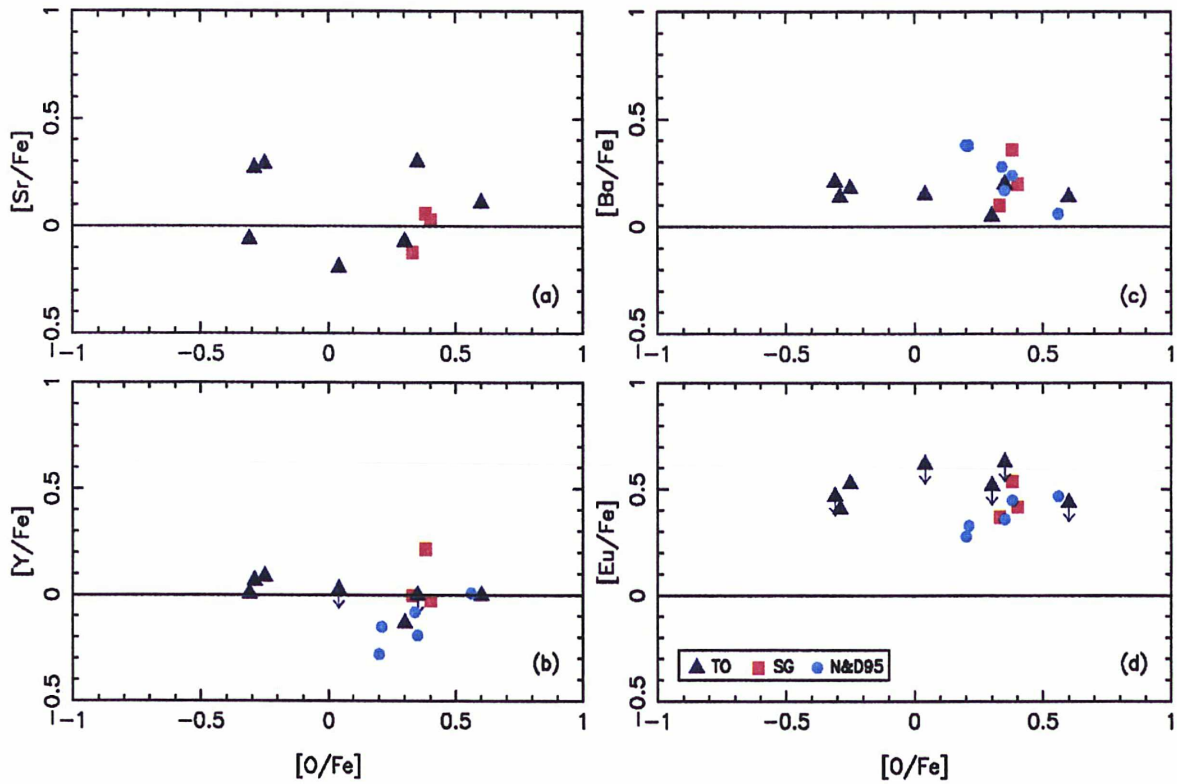


FIG. 5.5 – Diagrammes d'abondance  $[X/Fe]$  en fonction de  $[O/Fe]$  dans NGC 6752. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.

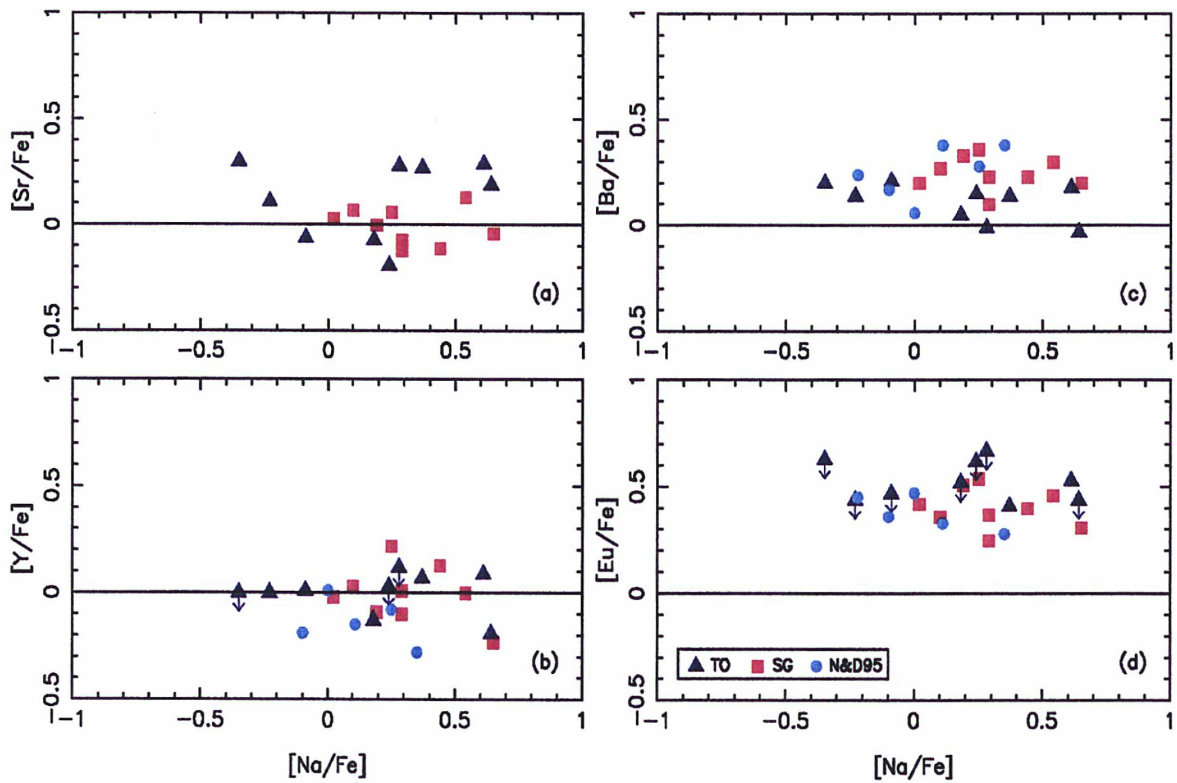


FIG. 5.6 – Diagrammes d'abondance  $[X/Fe]$  en fonction de  $[Na/Fe]$  dans NGC 6752. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.



### Abondances en fonction du magnésium (figure 5.7)

La figure 5.7 représente les rapports [Sr, Y, Ba, Eu/Fe] en fonction de [Mg/Fe]. D'après les résultats de Gratton et al. (2001), la dispersion d'abondance du magnésium ( $\sim 0.6$  dex) est moins importante que celles des autres métaux légers :  $\sim 1$  dex pour l'oxygène et le sodium et  $\sim 2$  dex pour l'aluminium. Il n'y a pas d'effet évolutif apparent entre les naines et les sous-géantes de notre échantillon. On dirait cependant qu'un effet systématique apparaît lors de la comparaison avec les 6 étoiles géantes étudiées par Norris et Da Costa : elles semblent toutes avoir des abondances de magnésium supérieures aux étoiles moins évoluées. De plus, comme pour le cas des abondances des métaux lourds en fonction de l'oxygène, on aperçoit une anti-corrélation entre [Ba/Fe] et [Mg/Fe], et une corrélation entre [Y, Eu/Fe] et [Mg/Fe]. A nouveau, l'interprétation de ces dispersions est hasardeuse car je n'ai ni vérifié, ni rectifié les paramètres atmosphériques lors du calcul des abondances à partir des largeurs équivalentes publiées par Norris et al. (1995, voir plus haut). De plus, l'une des 2 raies qu'ils utilisent pour déterminer l'abondance du magnésium est assez forte dans tout leur échantillon ( $W_\lambda \gtrsim 160$  mÅ). Leur mesure des largeurs équivalentes est uniquement faite par un fit gaussien. Or pour des largeurs trop élevées, un simple fit gaussien peut donner une surestimation de la largeur de la raie et donc de l'abondance correspondante, ce qui est visiblement le cas ici car l'abondance calculée à partir de la raie à 5528.4 Å de Mg I est systématiquement plus élevée d'au moins 0.15 dex que celle qui est déterminée à partir de la raie à 5711.09 Å.

### Abondances en fonction de l'aluminium (figure 5.8)

La figure 5.8 montre les rapports [X/Fe] des métaux lourds en fonction du rapport [Al/Fe]. On y remarque la dispersion très importante ( $\sim 2$  dex) des abondances d'aluminium trouvée par Gratton et al. (2001). Tout comme pour le magnésium, Gratton et al. ont obtenu des abondances pour toutes nos étoiles. Il n'y a aucun effet systématique visible entre les différentes étoiles de notre échantillon (naines ou sous-géantes), ni entre notre échantillon et les étoiles géantes de Norris et Da Costa. On remarque bien l'indépendance des abondances des métaux lourds par rapport à l'abondance de l'aluminium. Même si l'anti-corrélation Mg-Al a été détectée dans les étoiles de NGC 6752, il n'est pas évident de noter ici un quelconque effet dans les étoiles géantes comparable aux figures précédentes (on devrait « logiquement » trouver les effets inverses de ce qu'on voit dans les diagrammes précédents en fonction du magnésium).

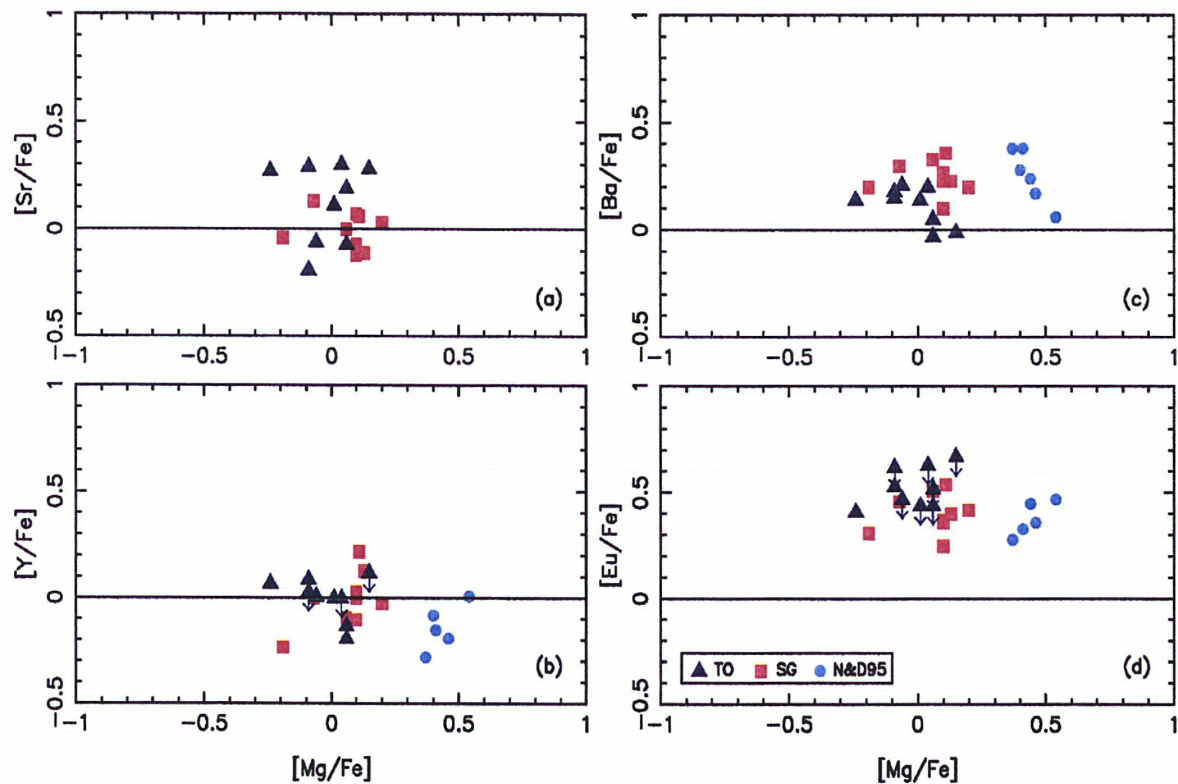


FIG. 5.7 – Diagrammes d'abondance  $[X/Fe]$  en fonction de  $[Mg/Fe]$  dans NGC 6752. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.

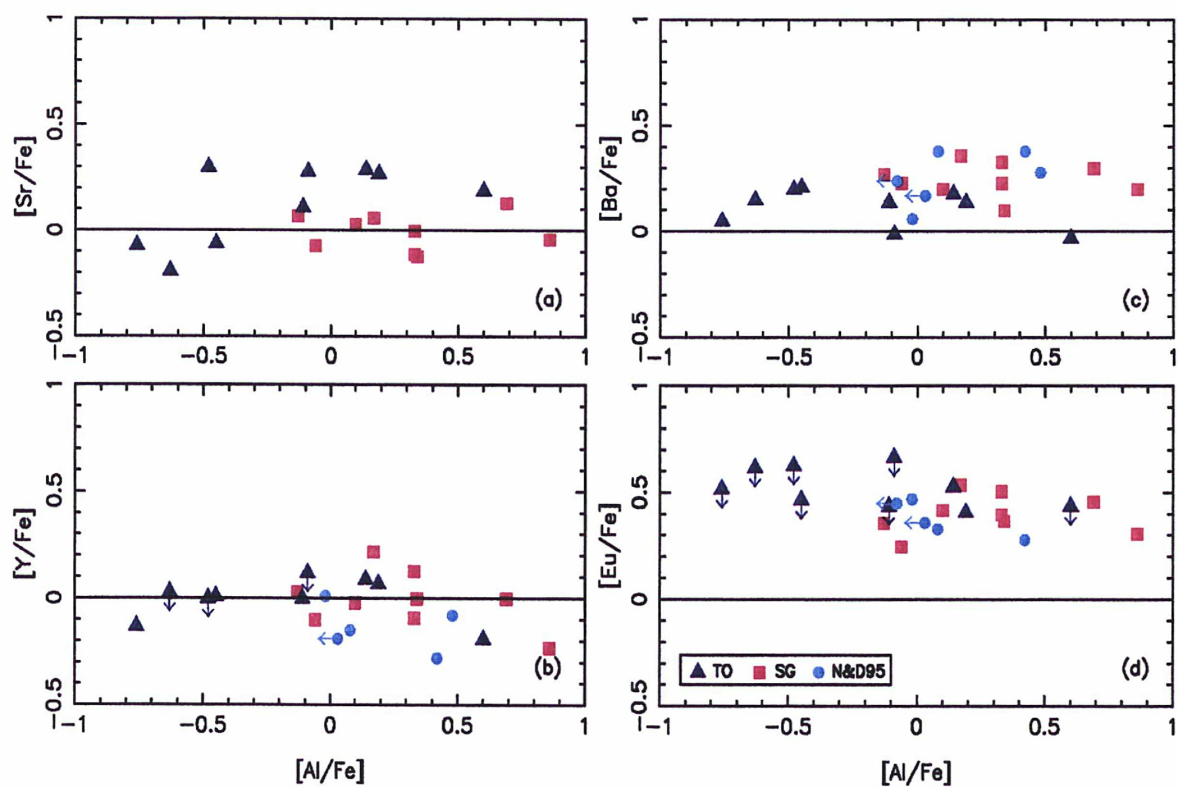


FIG. 5.8 – Diagrammes d'abondance  $[X/Fe]$  en fonction de  $[Al/Fe]$  dans NGC 6752. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.



### 5.3.3 Dispersion d'abondance des éléments lourds : résumé

Pour résumer, je n'ai pas trouvé de différence systématique notable dans les abondances des métaux lourds des étoiles de notre échantillon (turnoff ou sous-géantes). Les valeurs que j'ai trouvées sont toutes en accord avec les rapports d'abondance trouvés par Norris et al. (1995) dans des étoiles géantes de NGC 6752. Les rapports [Sr, Y, Ba, Eu/Fe] sont aussi compatibles avec ce qu'on trouve dans les étoiles de champ du halo à des métallicités intermédiaires ( $-2.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.0$ ). Finalement, les rapports [Sr, Y, Ba, Eu/Fe] des étoiles de NGC 6752 sont tous compatibles avec des valeurs moyennes uniques pour tout l'amas (voir section 5.2.2).

Je n'ai détecté aucun type de relation (anti-/corrélation) entre les abondances des métaux lourds et celles des métaux légers (rapports [O, Na, Mg, Al/Fe] pris dans Gratton et al. 2001) dans notre échantillon de naines et de sous-géantes.

Après avoir recalculé les abondances des éléments lourds dans les géantes de Norris et Da Costa, il semble qu'on puisse observer certains effets systématiques (anti-/corrélations) en fonction de certains métaux légers. Pour le moment, il m'est encore assez difficile d'accorder une signification réelle à ce résultat pour plusieurs raisons : (1) Norris et Da Costa n'avaient pas mentionné un tel résultat dans leur analyse ; (2) leurs abondances ont été déterminées à partir de largeurs équivalentes pour des éléments ayant une structure hyperfine. Or la structure hyperfine peut jouer un rôle important dans la désaturation des raies et de ce fait changer les abondances calculées ; (3) en recalculant ces abondances, je n'ai pas pu tenir compte de la structure hyperfine de ces éléments car je ne disposais que des valeurs de  $W_\lambda$  publiées par Norris et al. (1995) ; (4) au moins dans le cas du magnésium, une des raies utilisées par Norris et Da Costa (1995) donne systématiquement des abondances plus élevées que l'autre raie, ce qui peut partiellement biaiser les résultats. En effet, les raies fortes sont difficilement modélisables par de simples gaussiennes, qui peuvent surestimer la largeur équivalente de la raie mesurée ; (5) l'actualisation des  $\log(gf)$  nécessite en fait une vérification et un ajustement de la gravité ou de la vitesse de microturbulence des étoiles. On peut donc probablement expliquer en partie ces effets systématiques observés dans les géantes par le cumul des points précédents.

Pour conclure :

1. Dans l'amas globulaire NGC 6752, l'abondance moyenne des métaux lourds ne varie pas avec le stade d'évolution des étoiles observées (naines, sous-géantes ou géantes) ;
2. Même si le cas des étoiles géantes est encore incertain, en ce qui concerne les étoiles peu évoluées de l'amas (naines du turnoff et sous-géantes à la base de la RGB), l'abondance des métaux lourds (Sr, Y, Ba, Eu) est totalement indépendante de celle des métaux légers qui présentent des « anomalies d'abondance » (O, Na, Mg, Al).



## 5.4 Rapports d'abondance

### 5.4.1 Rapport [Ba/Eu]

Dans le Soleil, le baryum est un métal lourd caractéristique d'une nucléosynthèse par processus *main s* (voir tableau C.1 en annexe). L'euporium est en revanche un élément presque uniquement synthétisé par le processus *r*. Le rapport des abondances de ces deux éléments peut donc être utilisé pour tester l'importance relative des processus *r* et *s* dans le mélange initial de matière présent au cours de la naissance d'une étoile.

La figure 5.9a montre le rapport [Ba/Eu] en fonction de la métallicité [Fe/H] des étoiles observées dans NGC 6752, et les figures suivantes (b, c, d et e) représentent le même rapport mais en fonction des abondances des éléments  $\alpha$  : O, Na, Mg et Al. Le trait horizontal indique le rapport solaire total correspondant au mélange *r+s*, à savoir [Ba/Eu]  $\equiv$  0). Les tirets représentent la fraction due uniquement au processus *r* dans le Soleil, [Ba/Eu]<sub>*r*</sub> = -0.70 d'après les fractions *r* et *s* données par Arlandini et al. (1999). Le calcul de cette valeur est détaillé à l'annexe C.

Sur cette figure, on remarque que la dispersion du rapport [Ba/Eu] est assez faible ( $\sim 0.3$  dex) dans les sous-géantes. Les abondances d'euporium dans les étoiles du turnoff de l'amas sont presque toutes uniquement des limites supérieures et donnent donc des limites inférieures pour le rapport [Ba/Eu]. Ces limites vont dans le sens d'un rapport moyen unique identique à celui qu'on trouve dans les sous-géantes. Il ne semble donc pas y avoir d'effet systématique dû au stade d'évolution des étoiles. Il ne semble pas non plus y avoir un effet en fonction des rapports [O, Na, Mg, Al/Fe] pour notre échantillon d'étoiles peu évoluées.

La valeur moyenne<sup>3</sup> dans l'amas est de  $\langle [\text{Ba}/\text{Eu}] \rangle = -0.18 \pm 0.09$ , ce qui est par exemple légèrement plus élevé que les valeurs trouvées dans M 15 par Sneden et al. (1997), mais elle reste toutefois dans l'intervalle de -0.2 à -0.6 dex trouvé pour les étoiles de champ du halo ainsi que pour des géantes dans d'autres amas globulaires galactiques tels que M 5, M 13 ou M 92 (Gratton et Sneden, 1991, 1994; Armosky et al., 1994; Shetrone, 1996). Cette valeur moyenne du rapport [Ba/Eu] est plus élevée que le rapport correspondant au seul processus *r* dans le mélange solaire, ce qui signifie qu'a priori une partie des abondances des métaux lourds mesurée dans cet amas globulaire a son origine dans le processus *main s* et pas uniquement dans le processus *r*.

### 5.4.2 Rapport [Sr/Ba]

Le strontium est principalement produit pendant la phase de combustion en double couche d'étoiles AGB de masses faibles ou intermédiaires (processus *main s*), mais une fraction relativement importante ( $\lesssim 20\%$ ) peut être produite lors de la combustion du noyau d'hélium dans les étoiles massives (Raiteri et al., 1993; Prantzos et al., 1990b). C'est ce qu'on appelle le processus *weak s* (voir aussi section 2.2). Le baryum quant à lui est surtout produit par processus *main s* dans des étoiles AGB de masses intermédiaires, typiquement dans l'intervalle  $\sim 1-4 M_{\odot}$  (Busso et al., 1999). Il est donc possible d'évaluer l'influence des deux types de processus *s* en comparant les abondances de différents éléments *s* : ceux pouvant être produits par les deux types de processus lents et ceux ne pouvant être que produits par le processus *s* « classique ». La figure 5.10 représente les rapport [Sr/Ba] pour les étoiles de notre échantillon en fonction de [Fe/H] et de différents rapports [ $\alpha$ /Fe].

Comme pour la figure précédente, le trait horizontal marque la valeur solaire du mélange *r+s* ([Sr/Ba]  $\equiv$  0). Étant donné que la composante *s faible* est d'origine secondaire dans les étoiles à

<sup>3</sup>La valeur moyenne des rapports d'abondance [Ba/Eu] et [Sr/Ba] ont été calculées à partir des rapports [Ba/Eu] ou [Sr/Ba] individuels de chaque étoile de l'échantillon et ne sont pas simplement la différence entre la valeur moyenne de [Ba/Fe], [Sr/Fe] et [Eu/Fe].



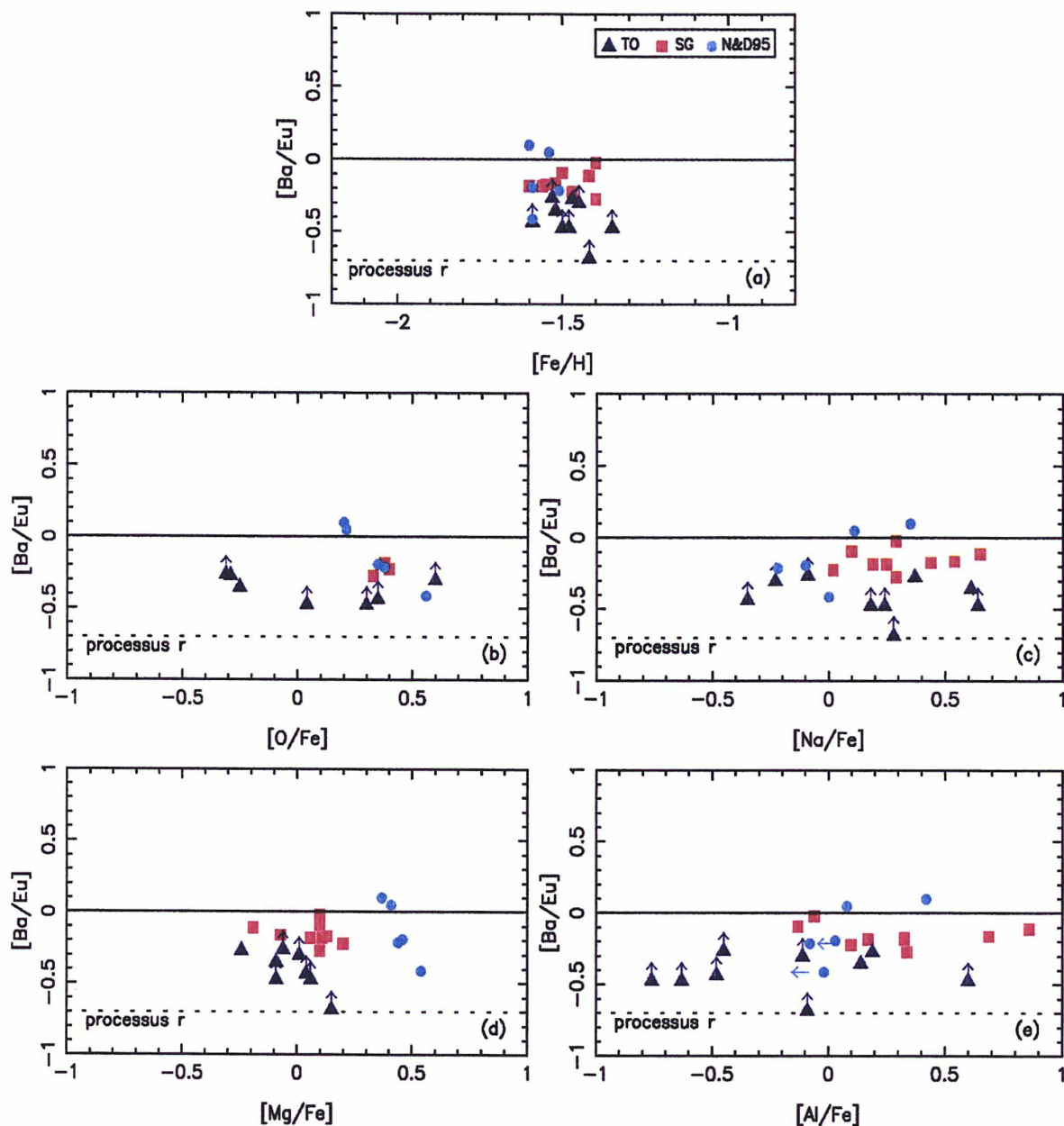


FIG. 5.9 – Rapports d'abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  dans NGC 6752. (a) : en fonction de la métallicité  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ; (b), (c), (d) et (e) : en fonction de  $[\text{O}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Na}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Mg}/\text{Fe}]$  et  $[\text{Al}/\text{Fe}]$ . Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.

faible métallicité, il faut comparer les rapports  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  obtenus dans NGC 6752 soit au rapport uniquement dû au processus  $r$ , soit à un rapport incluant le processus *weak s*. D'après Arlandini et al. (1999), la fraction solaire formée par le processus  $r$  seul vaut  $[\text{Sr}/\text{Ba}]_r = -0.50$ ; elle est représentée par les tirets sur les différents panneaux de la figure 5.10. On trouve logiquement un rapport plus élevé dès qu'on tient compte de la contribution du processus *weak s* à l'abondance solaire de strontium ( $[\text{Sr}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}] = -0.10$ , voir aussi les calculs à l'annexe C).

Même si la dispersion du rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  reste large à cause de l'importante dispersion dans les abondances de strontium, on ne remarque aucune dépendance en fonction de la métallicité (figure 5.10a) ou bien des éléments  $\alpha$  présentant des anomalies d'abondance (figure 5.10b à e). En tenant compte des erreurs discutées à la section 5.2.3, on peut globalement admettre que le

rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  est quasi-constant dans les naines et dans les sous-géantes.

On obtient une valeur moyenne de  $\langle [\text{Sr}/\text{Ba}] \rangle = -0.12 \pm 0.21$  en accord avec les rapports d'abondance trouvés dans les étoiles de champ du halo à des métallicités voisines (voir par exemple Burris et al., 2000). Cependant, on peut remarquer que les naines ont un rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  moyen de  $0.01 \pm 0.22$  qui est donc supérieur à la moyenne trouvée dans les sous-géantes ( $-0.25 \pm 0.07$ ). Ceci étant, la dispersion d'abondance est plus large dans les naines et on peut tout de même adopter une valeur moyenne unique pour l'ensemble de notre échantillon. Dans tous les cas, ces diagrammes d'abondance montrent très nettement une contribution du processus  $s$  lors de la synthèse des éléments produits par capture de neutrons dans NGC 6752.

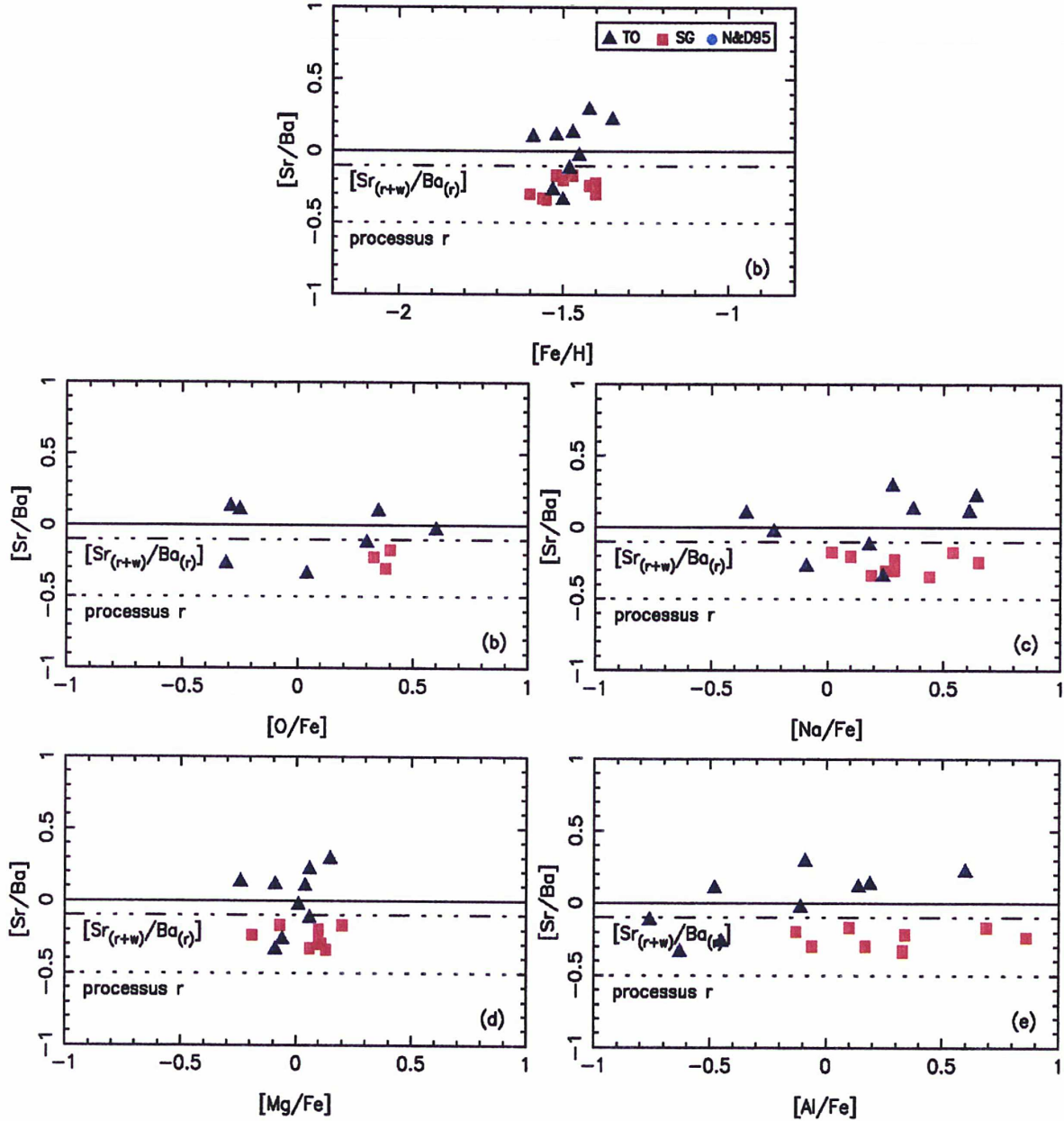


FIG. 5.10 – Rapports d'abondance  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  dans NGC 6752. (a) : en fonction de la métallicité  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ; (b), (c), (d) et (e) : en fonction de  $[\text{O}]$ ,  $[\text{Na}]$ ,  $[\text{Mg}]$ ,  $[\text{Al}/\text{Fe}]$ . Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux de la figure 5.4.



## 5.5 Sur l'évolution chimique de NGC 6752

Une comparaison détaillée avec les abondances trouvées dans les étoiles de champ du halo sera effectuée au chapitre suivant. On peut cependant tout de même déjà avancer quelques idées concernant la formation et l'évolution chimique de NGC 6752.

### 5.5.1 Métaux légers et auto-pollution des amas

Les résultats de Gratton et al. (2001) ont montré que les anti-corrélations O–Na et Mg–Al trouvées dans les géantes d'amas globulaires sont aussi présentes parmi les étoiles moins évoluées de NGC 6752, y compris les naines du turnoff. Ceci peut être interprété en termes d'« auto-pollution » (Cottrell et Da Costa, 1981) et exclut a priori un scénario de mélange interne profond qui reste en revanche possible pour expliquer ces mêmes anti-corrélations dans des étoiles plus évoluées.

Dans un scénario d'auto-pollution, les inhomogénéités d'abondance sont dues à la masse perdue par des étoiles de masse intermédiaire pendant leurs phases d'AGB ou de nébuleuse planétaire. Ventura et al. (2001) ont effectué des calculs sur l'auto-pollution issue d'étoiles AGB à faible métallicité. Ils ont montré que les anti-corrélations observées entre O et Na ou entre Mg et Al peuvent être expliquées par un cycle CNO complet ayant lieu à la base de l'enveloppe dans le cas des modèles d'évolution stellaire les plus déficients en métaux pour des masses de 4–5  $M_{\odot}$ . Dans ces modèles, le  $^{16}\text{O}$  est diminué et la production de Na et Al par capture de protons peut avoir lieu. Mais de tels modèles ne peuvent qu'expliquer les anomalies d'abondance, c'est-à-dire les anti-corrélations entre les métaux légers dans les amas globulaires ; ils n'expliquent ni l'origine de leur métallicité, ni les rapports d'abondance des éléments produits par capture de neutrons. On ne peut donc toujours pas affirmer avec certitude que les amas globulaires se sont formés à partir de matière déjà pré-enrichie ou pas.

### 5.5.2 De l'auto-enrichissement dans NGC 6752 ?

Différents auteurs (Cayrel, 1986; Truran et al., 1991; Parmentier et al., 1999) ont proposé des modèles d'« auto-enrichissement » pour les amas globulaires. Dans leurs modèles, on suppose qu'une première génération d'étoiles se forme dans la région centrale du nuage progéniteur. Lorsque les étoiles les plus massives de cette première génération explosent en supernovæ de type II, la matière du proto-amas est enrichie en fer, en éléments  $\alpha$  et aussi en métaux lourds produits par processus  $r$ . Si la matière utilisée lors de la formation de l'amas est d'origine primordiale, alors les rapports d'abondance [Ba/Eu] et [Sr/Ba] devraient être compatibles avec des rapports purement  $r$ .

Nos données peuvent donc être utilisées pour tester ce type de scénario. Ceci dit, il n'existe pas à ce jour de calculs détaillés concernant l'auto-enrichissement des amas globulaires au sens qu'il n'y a aucune prédiction sur les abondances qu'on devrait observer. Quoi qu'il en soit, les rapports trouvés dans NGC 6752 sont distincts des valeurs typiques dues au processus  $r$ , ce qui exclut donc les scénarios d'auto-enrichissement fondés uniquement sur la contribution des ejecta de supernovæ de type II. En revanche, ces rapports pourraient être expliqués en introduisant une contribution  $s$  d'étoiles AGB peu massives (Busso et al., 1999) au processus d'auto-enrichissement.

Revenons aux abondances des métaux lourds : j'ai trouvé que les abondances du baryum (un élément caractéristique du processus *main s* dans le Soleil) sont quasiment constantes dans l'amas NGC 6752 en dépit des larges variations d'étoile à étoile dans l'abondance de l'oxygène ou du sodium trouvées par Gratton et al. (2001). Armosky et al. (1994) avaient déjà mentionné un

résultat similaire dans les géantes de quelques autres amas globulaires galactiques. Mes résultats et ceux d'Armosky et al. (1994) vont dans le sens que les étoiles responsables de l'anti-corrélation O–Na, à savoir principalement des étoiles AGB si on s'en remet aux scénarios d'auto-pollution, n'ont pas dû produire d'éléments *s* en quantité significative. L'origine des métaux lourds dans NGC 6752 pourrait donc de ce fait être préalable à la formation de l'amas. Ceci pourrait être confirmé par le fait que les abondances que j'ai trouvées sont similaires aux valeurs obtenues pour les étoiles de champ du halo à la même métallicité. Dans le cas d'un tel scénario, les éléments lourds formés par capture de neutrons pourraient donc être présents lors de la formation de l'amas, mais l'anti-corrélation O–Na pourrait toujours être expliquée par des étoiles AGB et permettrait d'établir plus de contraintes sur la masse de ces progéniteur.



## 5.6 En résumé

1. J'ai pu déterminer pour la première fois des abondances de métaux lourds formés par capture de neutrons dans des étoiles peu évoluées d'un amas globulaire galactique, à savoir NGC 6752. Ces valeurs sont les premières déterminations précises des rapports  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  et  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  dans cet amas, en particulier dans des naines ou des sous-géantes aussi basses dans le diagramme couleur-magnitude d'un amas globulaire. Il s'agit aussi de la toute première détermination de l'abondance du strontium dans NGC 6752 ;
2. Je n'ai trouvé aucun effet systématique lié au stade d'évolution des étoiles de notre échantillon et les abondances sont toutes compatibles avec les valeurs trouvées précédemment par Norris et Da Costa (1995) dans des géantes de NGC 6752. Ces résultats montrent qu'on peut adopter la même valeur moyenne pour l'abondance des éléments lourds dans cet amas, les légères dispersions d'abondance d'une étoile à l'autre pouvant être complètement expliquées par les différentes sources d'incertitude dans les calculs d'abondance. Les valeurs moyennes des rapports  $[X/\text{Fe}]$  dans les naines et les sous-géantes sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle = +0.06 \pm 0.16 \\ \langle [\text{Y}/\text{Fe}] \rangle = -0.01 \pm 0.12 \\ \langle [\text{Ba}/\text{Fe}] \rangle = +0.18 \pm 0.11 \\ \langle [\text{Eu}/\text{Fe}] \rangle = +0.41 \pm 0.09 \end{array} \right.$$

3. Les rapports  $[\text{Sr}$ ,  $\text{Y}$ ,  $\text{Ba}$ ,  $\text{Eu}/\text{Fe}]$  sont tous compatibles avec les valeurs trouvées dans les étoiles de champ du halo ayant des métallicités proches de celle de NGC 6752 ;
4. Je n'ai pas observé de lien quelconque entre les rapports d'abondance des éléments lourds et les très larges variations des abondances des éléments  $\alpha$  ( $\text{O}$ ,  $\text{Na}$ ,  $\text{Mg}$ ,  $\text{Al}$ ) d'une étoile à l'autre ;
5. Les rapports d'abondance moyens  $\langle [\text{Ba}/\text{Eu}] \rangle = -0.18 \pm 0.11$  et  $\langle [\text{Sr}/\text{Ba}] \rangle = -0.21 \pm 0.12$  sont tous deux nettement plus importants que la valeur qu'on aurait dans le cas d'une synthèse des métaux lourds uniquement due au processus  $r$ . Ceci indique clairement que les étoiles de l'amas NGC 6752 ont été polluées par des sources de processus  $s$ . Toutefois, il n'est pas encore possible d'établir clairement si cette signature d'enrichissement en éléments produits par processus  $s$  est due à un pré-enrichissement de la matière à partir de laquelle l'amas s'est formé.

Au vu de ces résultats, il est nécessaire d'étendre ce genre d'analyse à d'autres amas globulaires de la Galaxie, aussi bien aux amas les plus déficients en métaux qu'au plus riches. En effet, le scénario d'auto-enrichissement peut a priori toujours être valable dans le cas des amas les plus vieux et les plus déficients en métaux et ce n'est donc qu'avec une quantité de données plus importante qu'on pourra réellement tester ce type de scénario, même s'il n'existe pas encore de modèle détaillé d'évolution chimique dans les amas comprenant des prédictions sur les métaux lourds.





## Chapitre 6

# Abondance des éléments lourds dans les amas globulaires galactiques

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Observations d'amas globulaires à différentes métallicités</b>	<b>65</b>
<b>6.2</b>	<b>Détermination des abondances</b>	<b>66</b>
6.2.1	Paramètres atmosphériques	66
6.2.2	Détermination d'abondances	72
6.2.3	Estimation des erreurs	77
<b>6.3</b>	<b>Éléments lourds dans les amas globulaires et dans les étoiles de champ</b>	<b>79</b>
6.3.1	Abondance des éléments les plus légers ( $30 < Z < 56$ )	79
6.3.2	Abondance des éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ )	81
6.3.3	Résumé	83
<b>6.4</b>	<b>Rapports d'abondance</b>	<b>84</b>
6.4.1	Rapport [Ba/Eu]	85
6.4.2	Rapports [Sr/Ba] et [Y/Ba]	87
6.4.3	Résumé	88

---

### 6.1 Observations d'amas globulaires à différentes métallicités

L'analyse d'un seul amas globulaire à une métallicité donnée est loin d'être suffisante pour tester des modèles d'évolution chimique dans les amas et en tirer des conclusions générales. En plus de l'étude d'échantillons d'étoiles à différents stades d'évolution, il est donc nécessaire d'analyser des amas globulaires à différentes métallicités afin de déceler les possibles effets de l'évolution chimique d'un amas à un autre. C'est un des objectifs qui avait été fixé au sein du Large Programme « Globular Clusters ». L'analyse des éléments plus lourds que le pic du fer dans des amas à des métallicités très différentes (en l'occurrence les NGC6397, NGC 6752 et 47 Tuc de métallicité respective  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.0, -1.5$  et  $-0.7$ ) va permettre de tester différents scénarios de formation des amas de manière plus large et plus précise que pour le cas particulier de NGC 6752 que j'ai exposé au chapitre précédent.

La campagne d'observation du LP « Globular Clusters » a été décrite au chapitre 3. En plus de l'échantillon observé dans NGC 6752, nous disposons de deux autres échantillons de naines et de sous-géantes pris dans deux autre amas, l'un plus riche et l'autre plus déficient en métaux. Ainsi dans 47 Tuc, nous avons obtenu pour la toute première fois des spectres à haute résolution

pour 3 naines proches du turnoff ( $V \sim 16.7$  mag) et 8 sous-géantes à la base de la RGB ( $V \sim 17.3$  mag). Dans NGC 6397, l'amas le plus déficient en métaux de notre échantillon, nous avons eu des spectres de 5 naines ( $V \sim 15.5$  mag) et de 3 sous-géantes ( $V \sim 16.3$  mag). La figure 6.4 montre quelques-unes des raies utilisées pour la détermination de l'abondance de métaux lourds dans ces deux amas.

Nous avons aussi obtenu des spectres pour un échantillon de 25 étoiles de champ du halo (voir aussi chapitre 3) dans le but d'établir une comparaison directe entre les étoiles d'amas globulaires et des étoiles de champ du halo à des métallicités similaires. Les étoiles de champ ont toutes été prises dans les mêmes conditions que les étoiles d'amas (UVES@VLT-UT2), avec une résolution comprise entre 40 000 et 50 000 mais un rapport  $S/B$  nettement plus élevé que dans les étoiles d'amas (voir tableau 6.2). L'analyse des étoiles de champ a été identique à celle des étoiles d'amas afin d'assurer la plus grande homogénéité possible dans notre étude.

## 6.2 Détermination des abondances

### 6.2.1 Paramètres atmosphériques

Lors de l'analyse des étoiles d'amas globulaires et de l'échantillon d'étoiles de champ du halo, j'ai utilisé les mêmes modèles OSMARCS à l'ETL que ceux décrits à la section 5.2.1 du chapitre précédent. Les abondances solaires ont aussi été prises dans Grevesse et Sauval (2000)<sup>1</sup>.

#### Étoiles d'amas

Comme pour le cas de NGC 6752 traité au chapitre précédent, dans chacun des échantillons de naines proches du turnoff ou de sous-géantes à la base de la branche des géantes des amas 47 Tuc et NGC 6397, les étoiles sont toutes très proches les unes des autres dans le diagramme couleur-magnitude ( $V, b - y$ ) de l'amas respectif (voir figure 3.1). Les magnitudes et couleurs moyennes correspondantes sont respectivement ( $\langle V \rangle_{\text{TO}} = 17.365 \pm 0.048$  ;  $\langle (b - y) \rangle_{\text{TO}} = 0.383 \pm 0.013$ ) et ( $\langle V \rangle_{\text{SG}} = 16.746 \pm 0.059$  ;  $\langle (b - y) \rangle_{\text{SG}} = 0.490 \pm 0.006$ ) pour les étoiles de 47 Tuc, ( $\langle V \rangle_{\text{TO}} = 16.278 \pm 0.072$  ;  $\langle (b - y) \rangle_{\text{TO}} = 0.417 \pm 0.020$ ) et ( $\langle V \rangle_{\text{SG}} = 15.479 \pm 0.121$  ;  $\langle (b - y) \rangle_{\text{SG}} = 0.555 \pm 0.007$ ) dans le cas de NGC 6397. Étant donné la faible dispersion d'une étoile à l'autre, on peut procéder comme au chapitre précédent pour le cas de NGC 6752 et utiliser les mêmes paramètres atmosphériques ( $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $v_t$ ) pour toutes les étoiles d'un des sous-échantillons donné dans un des amas.

J'ai donc suivi la même procédure que dans le cas de NGC 6752 (chapitre précédent) pour vérifier tous les paramètres atmosphériques des deux autres amas globulaires qui avaient été donnés par Gratton et al. (2001) pour NGC 6397, et par Carretta et al. (2004) dans le cas des étoiles de 47 Tuc. La façon dont les paramètres atmosphériques ont été déterminés dans ces deux articles est identiques et elle a été rappelée au chapitre précédent pour le cas de NGC 6752. La seule différence étant que, contrairement à l'article de Gratton et al. (2001) pour NGC 6752 et NGC 6397, Carretta et al. (2004) utilisent des températures effectives et des vitesses de micro-turbulence individuelles pour les sous-géantes de l'amas 47 Tuc (mais ils gardent une seule valeur de la gravité de surface pour toutes les sous-géantes et utilisent des valeurs uniques pour toutes les naines).

La moyenne des températures adoptées par Carretta et al. (2004) pour les sous-géantes de 47 Tuc est de  $5134 \pm 36$  K. La dispersion de  $T_{\text{eff}}$  d'une étoile sous-géante à l'autre est inférieure aux valeurs d'erreur communément admises dans les déterminations de paramètres atmosphériques

<sup>1</sup>NB : une mise à jour des abondances solaires vient tout juste d'être publiée par Asplund et al. (2004).



(voir section 6.2.3 ci-après). J'ai donc choisi de vérifier au préalable si le fait d'adopter tout de même une température effective unique (la moyenne donnée ci-dessus) pour les sous-géantes de 47 Tuc n'était pas suffisant dans mon analyse. Comme pour le cas des étoiles de NGC 6752, j'ai donc commencé par créer des spectres « sommés » pour chaque sous-échantillon (naines ou sous-géantes) des 2 amas :

- à partir des spectres des 3 naines (respectivement des 8 sous-géantes) de 47 Tuc ;
- à partir des spectres des 5 naines (respectivement des 3 sous-géantes) de NGC 6397.

L'utilisation de tels spectres pour vérifier les paramètres atmosphériques uniques de chaque sous-échantillon est intéressante car, comme pour NGC 6752, la superposition des spectres individuels dans un amas donné (naines d'un côté, sous-géantes de l'autre) révèle que les raies  $H_\alpha$ , mais aussi les raies de Fe I et Fe II sont identiques d'une étoile à l'autre. Les rapports  $S/B$  de ces spectres sommés vont de  $\sim 45$ – $55$  dans les spectres bleus ( $4500 \text{ \AA}$ ) à  $\sim 70$ – $90$  dans les spectres rouges ( $6500 \text{ \AA}$ ) des étoiles de 47 Tuc et de  $\sim 80$ – $90$  pour les spectres bleus à  $\sim 150$ – $180$  pour les spectres rouges de NGC 6397, ce qui est nettement supérieur aux valeurs trouvées dans les spectres individuels (voir chapitre 3).

De même que pour NGC 6752, les températures effectives des spectres moyennés ont été vérifiées avec les profils des raies  $H_\alpha$  (voir figures 6.1 et 6.2), puis à nouveau avec la méthode de l'équilibre d'excitation, en assurant que les raies d'une même espèce mais avec des potentiels d'excitation différents produisent la même abondance. Les gravités ont été vérifiées en ajustant des courbes de croissance théoriques aux observations afin de respecter l'équilibre entre les espèces neutres et ionisées. Les vitesses de microturbulence ont été choisies telles que l'abondance des raies soit indépendante de leur largeur équivalente. Les valeurs adoptées ici sont résumées dans le tableau 6.1 : j'ai conservé les valeurs publiées par Gratton et al. (2001) pour NGC 6397 ; en revanche, l'utilisation d'une température effective unique pour les sous-naines de 47 Tuc a impliqué une correction de la gravité et des vitesses de microturbulence.

Amas globulaire	Type <sup>(a)</sup>	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$v_t$ (km s <sup>-1</sup> )
NGC 104 / 47 Tuc	SG	5134	3.65	0.90
	TO	5832	4.05	1.07
NGC 6752	SG	5347	3.54	1.10
	TO	6226	4.28	0.70
NGC 6397	SG	5478	3.42	1.32
	TO	6476	4.10	1.32

<sup>(a)</sup> SG = sous-géantes ; TO = étoiles du turnoff.

TAB. 6.1 – Paramètres atmosphériques utilisés pour les amas globulaires (d'après Gratton et al., 2001; Carretta et al., 2004).

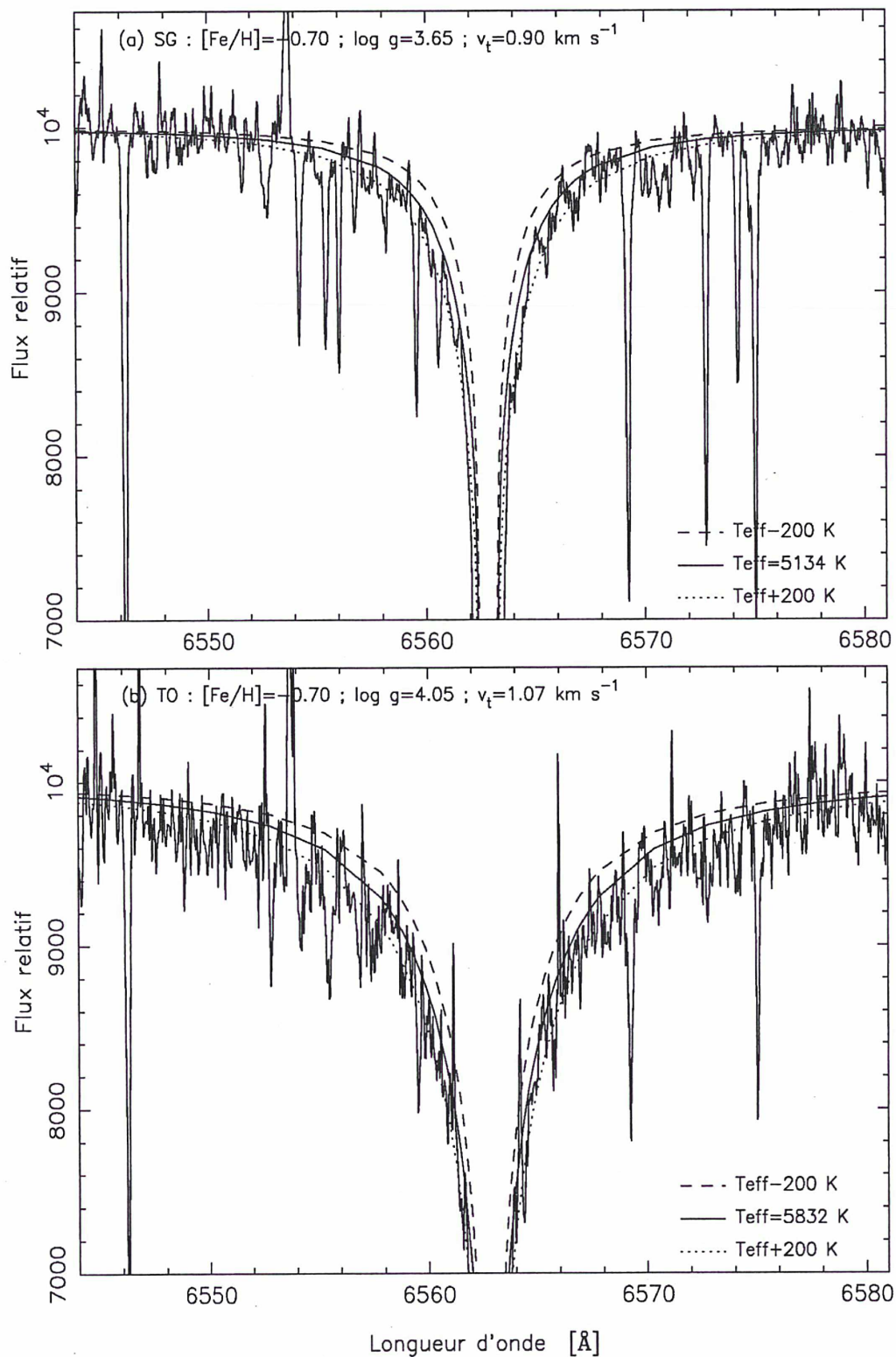


FIG. 6.1 – Vérification de la  $T_{\text{eff}}$  des étoiles de 47 Tuc à partir de la raie  $\text{H}_\alpha$ .



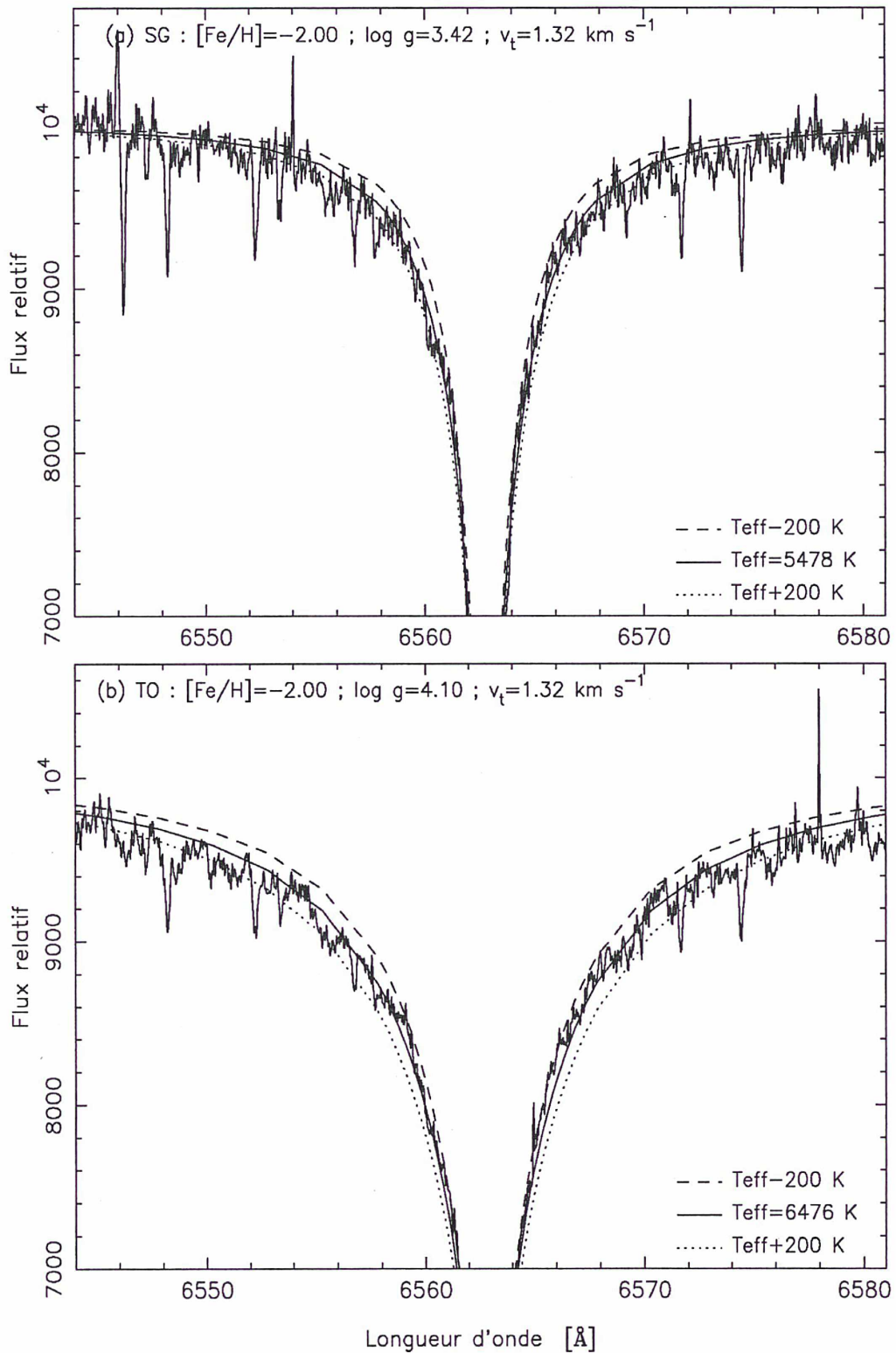


FIG. 6.2 – Vérification de la  $T_{\text{eff}}$  des étoiles de NGC 6397 à partir de la raie  $\text{H}\alpha$ .

## Étoiles de champ

L'échantillon d'étoiles de champ a été analysé par Gratton et al. (2003a,b). Ils ont déterminé les températures effectives en moyennant les valeurs obtenues par ajustement du profil de la raie  $H_\alpha$  avec les valeurs déterminées par les couleurs  $B - V$  et  $b - y$  (voir tableau 3.4) et les équations de calibration d'Alonso et al. (1996b). Leur incertitude sur la température de chaque étoile est de l'ordre de 50 K.

Les gravités ont été obtenues à partir de la relation :

$$\log g = 4 \log(T_{\text{eff}}/5770) + 0.4(M_V + BC - 4.72) + \log M + 4.44 \quad (6.1)$$

où  $M_V$  est la magnitude absolue obtenue à partir de la magnitude apparente et de la parallaxe,  $BC$  est la correction bolométrique et  $M$  est la masse de l'étoile. L'incertitude donnée par Gratton et al. (2003a) sur la détermination des gravités de surface est de  $\pm 0.1$  dex.

Gratton et al. (2003a) ont ajusté leurs vitesses de microturbulence en éliminant la dispersion dans les abondances déterminées à partir de raies de Fe I en fonction de leur largeur équivalente. Ils trouvent que la relation :

$$v_t = 1.127 [4 \log(T_{\text{eff}}/5770) - \log g + 4.44] + 0.61 \text{ km s}^{-1} \quad (6.2)$$

est capable de déterminer ces valeurs à  $\pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ .

Le tableau 6.2 récapitule les paramètres atmosphériques utilisés ici après vérification de la compatibilité des résultats de Gratton et al. (2003a) avec nos codes d'atmosphères stellaires et de détermination d'abondances. Dans ce cas, j'ai vérifié les  $T_{\text{eff}}$  en assurant l'équilibre d'excitation, les  $\log g$  avec l'équilibre d'ionisation et les vitesses de microturbulence en imposant que les abondances calculées soient indépendantes de la largeur équivalente des raies pour une même espèce. Ces équilibres n'ont été respectés qu'après ajustement des valeurs de la vitesse de microturbulence pour certaines étoiles (valeurs de  $v_t$  inférieures à  $1.00 \text{ km s}^{-1}$  dans Gratton et al. 2003a, en italique dans le tableau 6.2) à  $v_t = 1.0 \text{ km s}^{-1}$  d'après la comparaison de courbes de croissance théoriques avec les observations. J'ai aussi ajouté les rapports  $S/B$  mesurés dans ces étoiles à 4500 et 6500 Å dans ce tableau afin de montrer la qualité de ces spectres UVES dans les régions proches des raies de métaux lourds et pour comparaison avec les étoiles des 3 amas globulaires. On voit en fait que les spectres sommés des sous-échantillons d'étoiles d'amas sont les seuls à atteindre la qualité des spectres d'étoiles de champ (beaucoup plus brillantes et nécessitant des temps de pose beaucoup plus courts, voir chapitre 3).



Id. étoile	$S/B@$ 4500 Å	$S/B@$ 6500 Å	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$v_t$ (km s <sup>-1</sup> )
CD-35 0360	123	204	5048	4.53	1.00
HD 010607	97	187	5757	4.01	1.50
HD 029907	138	189	5351	4.57	1.00
HD 031128	158	196	5970	4.45	1.00
HD 108177	145	170	6133	4.41	1.00
HD 116064	110	184	5964	4.32	1.00
HD 120559	135	151	5383	4.57	1.00
HD 121004	138	194	5583	4.37	1.00
HD 126681	103	208	5574	4.55	1.00
HD 132475	134	201	5541	3.79	1.27
HD 134169	115	184	5850	3.95	1.10
HD 134439	118	179	4996	4.65	1.00
HD 134440	103	196	4714	4.61	1.00
HD 140283	151	229	5657	3.69	1.42
HD 145417	93	174	4869	4.62	1.00
HD 159482	128	153	5713	4.35	0.96
BD+05 3640	83	134	5023	4.61	1.00
HD 166913	151	190	6070	4.17	1.10
HD 181743	154	165	5968	4.40	1.00
HD 188510	147	235	5503	4.55	1.00
HD 189558	104	195	5668	3.79	1.36
HD 193901	111	183	5779	4.54	1.08
HD 194598	132	175	6023	4.31	1.26
HD 204155	105	171	5772	4.03	0.98
HD 205650	124	156	5810	4.50	1.00

TAB. 6.2 – Paramètres atmosphériques et rapports  $S/B$  pour notre échantillon d'étoiles de champ (d'après Gratton et al., 2003a; James et al., 2004b).

### 6.2.2 Détermination d'abondances

La détermination des abondances d'éléments lourds dans 47 Tuc et dans NGC 6397 à partir des mêmes raies que pour les étoiles de NGC 6752 m'a posé certains problèmes :

- Les spectres des étoiles de 47 Tuc ont été acquis dans de mauvaises conditions météorologiques, ce qui a eu pour conséquence de récupérer des spectres avec des rapports  $S/B$  nettement inférieurs à ceux des étoiles des deux autres amas globulaires du Large Programme (voir Carretta et al., 2004). Il a donc été souvent difficile de déterminer les abondances d'éléments lourds dans de telles conditions (mauvais  $S/B$ , raies souvent très fortes à cette métallicité,  $[Fe/H] \sim -0.7$  dex) ;
- Les raies d'euprium sont très faibles dans les spectres d'étoiles aussi peu brillantes et aussi déficientes en métaux ( $[Fe/H] \sim -2.0$  dex) que les naines proches du turnoff de NGC 6397 (la figure 6.3 montre une comparaison de l'intensité des raies dans une même fenêtre spectrale en fonction du type d'étoile observé dans 47 Tuc et NGC 6397). Il est donc assez compliqué de faire le même travail systématique que pour les étoiles de l'amas NGC 6752.

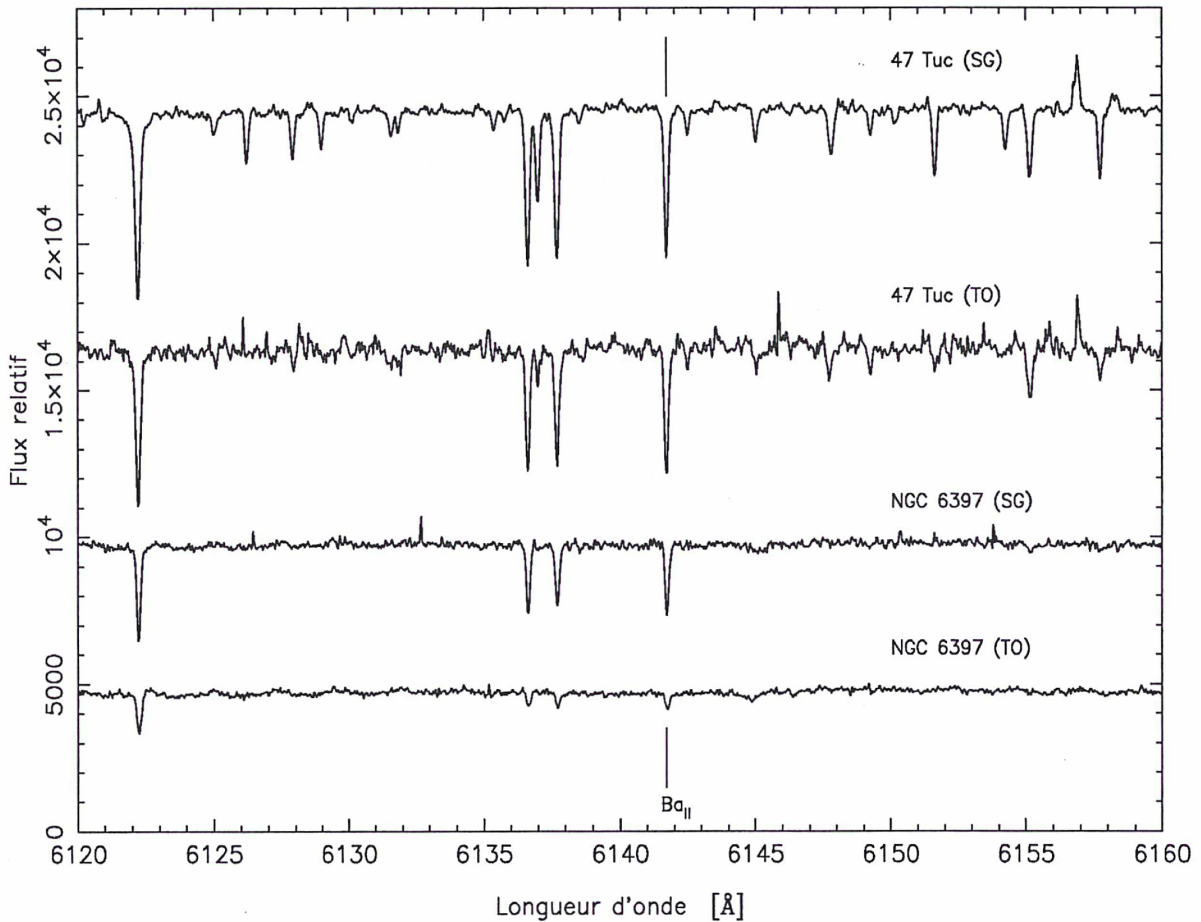


FIG. 6.3 – Région du spectre autour de la raie de Ba II ( $\lambda 6141.73$ ) pour les spectres moyennés (UVES, VLT-UT2) dans les amas 47 Tuc et NGC 6397. Des espacements verticaux ont été rajoutés pour éviter la superposition des spectres. On peut comparer directement l'intensité des raies dans les deux amas, et entre les étoiles au turnoff et les sous-géantes pour un même amas.



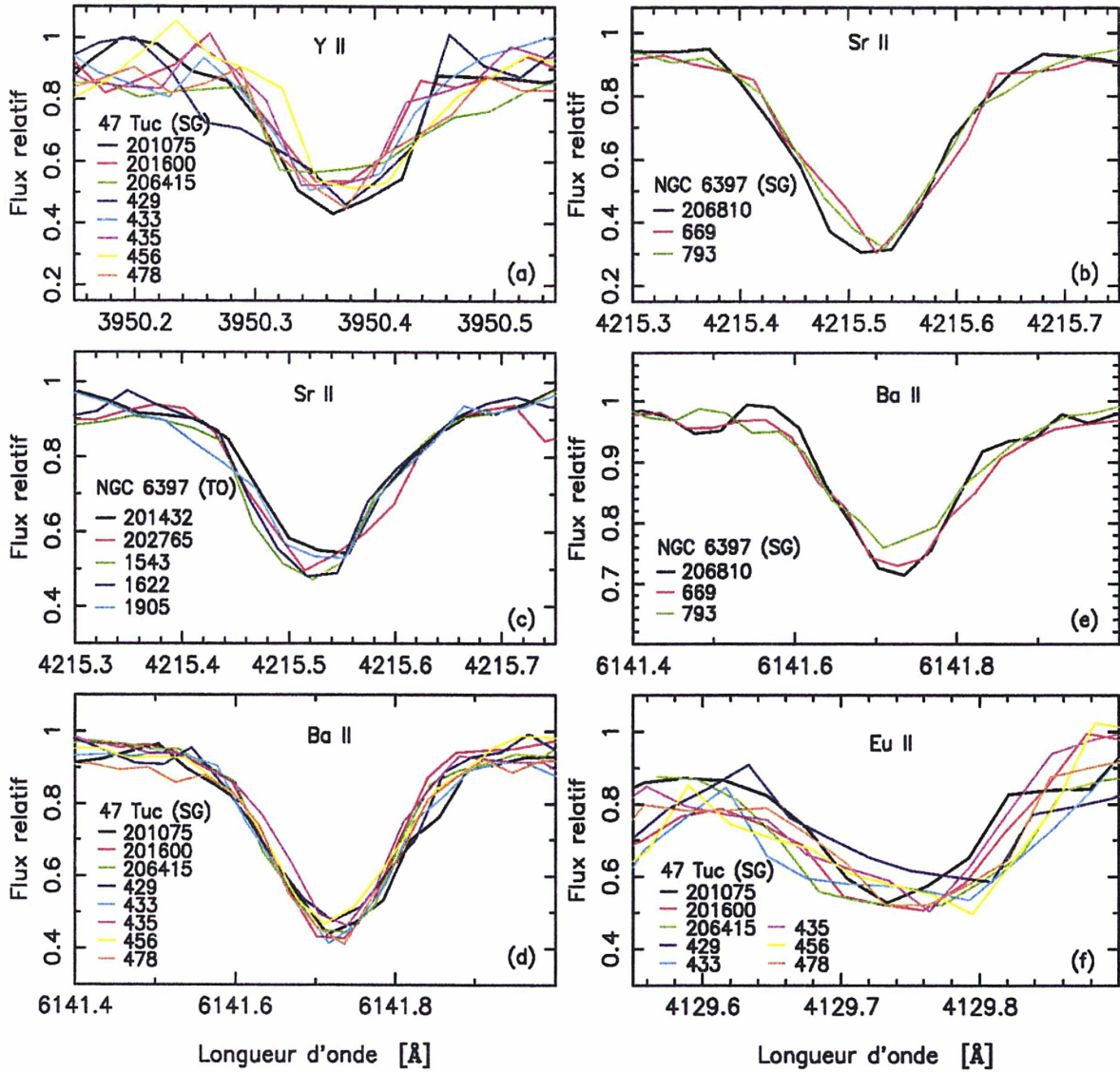


FIG. 6.4 – Superposition de spectres dans 47 Tuc et NGC 6397. (a) : raie d'Y II ( $\lambda 3950.36$ ) dans les étoiles sous-géantes de 47 Tuc; (b) et (c) : raie de Sr II ( $\lambda 4215.52$ ) dans NGC 6397 (sous-géantes et étoiles au turnoff); (d) et (e) : raie de Ba II ( $\lambda 6141.73$ ) dans les sous-géantes des amas 47 Tuc et NGC 6397; (f) : raie d'Eu II ( $\lambda 4219.70$ ) dans les sous-géantes de 47 Tuc.

Une inspection minutieuse des spectres des étoiles de ces 2 amas révèle que les raies détectées pour un élément lourd donné (Sr, Y, Ba ou Eu) ont toutes sensiblement la même intensité dans des étoiles du même sous-échantillon (naines ou sous-géantes dans 47 Tuc ou NGC 6397). La figure 6.4 représente des intervalles spectraux centrés sur les raies de différentes transitions de Sr II, Y II, Ba II et Eu II. J'y ai superposé les spectres de toutes les étoiles d'un sous-échantillon donné dans 47 Tuc ou dans NGC 6397 selon les cas. On remarque que les profils des raies sont tous presque identiques dans chaque figure, ce qui signifie qu'en plus du fait que les étoiles d'un sous-échantillon donné peuvent toutes être analysées avec les mêmes paramètres atmosphériques, il ne doit pratiquement pas y avoir de dispersion d'abondance pour les éléments lourds des naines ou des sous-géantes dans ces 2 amas globulaires. Comme j'ai utilisé des  $T_{\text{eff}}$ ,  $\log g$  et  $v_t$  uniques pour chaque groupe d'étoiles, les abondances déterminées devraient toutes être identiques aux incertitudes liées à la détermination des paramètres atmosphériques ou aux ajustements du profil



des raies près (voir section 6.2.3).

Nous avons vu à la section précédente à quel point le fait d'additionner les spectres de toutes les étoiles d'un groupé donné peut augmenter le rapport  $S/B$  par rapport aux spectres d'étoiles pris un à un. Ceci peut s'avérer fort utile pour faire ressortir les raies d'éléments lourds qui seraient soit trop bruitées, soit trop faibles pour être utilisées dans les spectres individuels. En utilisant les spectres moyennés, on peut donc obtenir de très bons rapports d'abondance moyens pour toutes les étoiles d'un groupe donné. Après une première analyse préliminaire très rapide des étoiles individuelles et une comparaison aux résultats obtenus avec les spectres moyennés, j'ai préféré continuer l'analyse définitive avec ces derniers car ils permettent d'améliorer considérablement la qualité des déterminations d'abondance dans le cas des spectres très bruités de 47 Tuc, et d'obtenir au moins des limites supérieures pour les abondances d'europium dans les naines de NGC 6397.

### Abondance du fer

Pour toutes nos étoiles (amas globulaires et étoile de champ), j'ai déduit l'abondance du fer des mesures de la largeur équivalente des raies de Fe I et Fe II. Ces mesures ont été faites avec la procédure FITLINE développée par Patrick François et qui a été décrit au chapitre 3. J'ai sélectionné  $\sim 30$ – $40$  raies de Fe I (selon la qualité des spectres) de largeur équivalente  $W_\lambda \leq 100$  mÅ, et j'ai gardé toutes les raies de Fe II qui n'étaient pas *blendées*.

Le tableau 6.3 présente les métallicités (moyenne de l'abondance du Fe I et du Fe II) obtenues pour les étoiles de champ du halo et le tableau 6.4 donne les métallicités moyennes des amas globulaires étudiés. Toutes les métallicités sont compatibles avec les études précédemment réalisées dans le cadre de ce Large Programme (par exemple : Gratton et al., 2001; Bonifacio et al., 2002; Gratton et al., 2003a; Carretta et al., 2004). On peut remarquer la dispersion particulièrement faible de la métallicité obtenue de cette manière. En particulier les écart-types donnés au tableau 6.4 pour les étoiles de NGC 6397 confirment l'homogénéité déjà rapportée par Gratton et al. (2001) ou Bonifacio et al. (2002) en utilisant les spectres des étoiles individuelles.

### Abondance des éléments lourds

Les abondances des éléments lourds ont été déterminées de manière identique pour les étoiles d'amas et pour les étoiles de champ du halo. Les raies de Sr II, Y II, Ba II et Eu II ont été détectées en utilisant FITLINE (la procédure automatique d'ajustements gaussiens), de la même façon que pour les raies de fer. Les abondances ont cependant été ajustées au moyen de spectres synthétiques en utilisant une version mise à jour du code développé par Spite (1967). Comme pour le cas des étoiles de NGC 6752, l'utilisation de spectres synthétiques a permis de tenir compte de l'effet de désaturation des raies due à la présence d'une structure hyperfine pour certaines raies de baryum et d'europium (McWilliam, 1998; Lawler et al., 2001). Cela m'a aussi facilité le traitement des raies très fortes du strontium où un simple ajustement gaussien ne donnait pas toujours de bons résultats.

Ces calculs ont été menés avec les modèles d'atmosphère OSMARCS à l'ETL décrits précédemment. Bien entendu, il est possible que les abondances d'éléments lourds soient affectés par des écarts à l'ETL (voir Mashonkina et al., 1999; Mashonkina et Gehren, 2000, 2001), mais pas de manière significative pour le cas présent (voir la discussion pour le cas des étoiles de NGC 6752 à la section 5.2.2). À métallicité intermédiaire, la plupart des corrections à appliquer ne dépassent pas  $\pm 0.15$  dex. L'intensité des corrections dépend principalement de la raie étudiée et des paramètres utilisés dans les modèles d'atmosphère. Dans notre cas, étant donné les incertitudes sur



Id. étoile	[Fe/H]	[Sr/Fe]	$\sigma_{\text{Sr}}^{(a)}$	$N_{\text{Sr}}^{(b)}$	[Y/Fe]	$\sigma_{\text{Y}}^{(a)}$	$N_{\text{Y}}^{(b)}$	[Ba/Fe]	$\sigma_{\text{Ba}}^{(a)}$	$N_{\text{Ba}}^{(b)}$	[Eu/Fe]	$\sigma_{\text{Eu}}^{(a)}$	$N_{\text{Eu}}^{(b)}$
CD-35 0360	-1.17	0.16	0.19	2	0.19	0.03	5	0.66	0.03	3	0.46	...	1
HD 010607	-1.04	0.05	0.30	2	-0.21	0.11	4	0.18	0.06	3	0.25	...	1
HD 029907	-1.55	-0.08	0.20	2	-0.22	0.09	5	0.11	0.04	3	0.66	...	1
HD 031128	-1.55	0.18	0.15	2	0.04	0.06	5	0.34	0.07	3	0.47	...	1
HD 108177	-1.72	0.32	0.18	2	0.02	0.08	7	0.14	0.07	4	$\leq$   0.41	...	1
HD 116064	-1.93	...	...	0	0.83	...	1	0.08	0.15	4	$\leq$   0.52	...	1
HD 120559	-0.89	-0.05	0.13	2	-0.13	0.12	4	0.15	0.12	4	0.32	...	1
HD 121004	-0.70	-0.03	0.06	2	-0.07	0.08	3	0.26	0.11	4	0.29	...	1
HD 126681	-1.21	0.27	0.06	2	0.26	0.13	7	0.60	0.11	4	0.48	...	1
HD 132475	-1.68	0.30	0.11	2	0.18	0.06	7	0.56	0.06	4	0.35	...	1
HD 134169	-0.82	0.07	0.12	2	-0.08	0.03	3	0.37	0.14	4	0.24	...	1
HD 134439	-1.38	-0.26	0.23	2	-0.47	0.03	3	-0.01	0.11	4	0.50	0.02	2
HD 134440	-1.27	-0.55	0.39	2	-0.68	0.05	4	-0.06	0.14	4	0.41	...	1
HD 140283	-2.55	-0.44	0.04	2	-0.49	0.17	3	-0.90	0.04	2	0.39	...	1
HD 145417	-1.37	...	...	0	-0.05	0.12	4	0.39	0.09	3	0.86	...	1
HD 159482	-0.82	0.12	...	1	-0.04	0.09	4	0.29	0.09	4	0.31	...	1
BD   05 3640	-1.10	...	...	0	0.24	0.12	4	0.74	0.06	3	0.39	...	1
HD 166913	-1.64	0.42	0.16	2	0.22	0.08	4	0.33	0.10	4	0.33	...	1
HD 181743	-1.87	0.23	0.11	2	-0.01	0.05	5	0.19	0.07	2	$\leq$   0.56	...	1
HD 188510	-1.55	-0.04	0.17	2	-0.28	0.07	4	0.25	0.12	4	0.39	...	1
HD 189558	-1.19	0.28	...	1	0.07	0.11	6	0.51	0.13	4	0.33	...	1
HD 193901	-1.14	-0.01	0.22	2	-0.17	0.09	6	0.36	0.16	4	0.48	...	1
HD 194598	-1.18	-0.16	0.53	2	-0.19	0.09	6	0.28	0.10	4	0.32	...	1
HD 204155	-0.73	...	...	0	0.07	0.08	3	0.37	0.10	4	0.27	...	1
HD 205650	-1.20	0.10	0.17	2	0.07	0.10	5	0.37	0.14	4	0.61	0.11	2

<sup>(a)</sup>  $\sigma_X$  = dév. std. autour de la valeur moyenne; <sup>(b)</sup>  $N_X$  = nombre de raies utilisées pour l'élément X.

TAB. 6.3 – Abondances des étoiles de champ.

Id. amas globulaires	Type <sup>(a)</sup>	$N_*$ <sup>(b)</sup>	[Fe/H]	$\sigma_{\text{Fe}}$ <sup>(c)</sup>	[Sr/Fe]	$\sigma_{\text{Sr}}$ <sup>(c)</sup>	[Y/Fe]	$\sigma_{\text{Y}}$ <sup>(c)</sup>	[Ba/Fe]	$\sigma_{\text{Ba}}$ <sup>(c)</sup>	[Eu/Fe]	$\sigma_{\text{Eu}}$ <sup>(c)</sup>
NGC 6752 <sup>(d)</sup>	SG	9	-1.49	0.07	-0.01	0.09	-0.01	0.13	0.25	0.08	0.40	0.09
	TO	9	-1.48	0.07	0.12	0.19	-0.03	0.11	0.11	0.09	0.47	0.08
NGC 104 / 47 Tuc <sup>(e)</sup>	SG	8	-0.69	0.06	0.36	0.16	-0.11	0.10	0.35	0.12	0.17	...
	TO	3	-0.68	0.01	0.28	0.14	0.06	0.01	0.22	0.12	0.11	...
NGC 6397 <sup>(e)</sup>	SG	3	-2.08	0.01	-0.04	0.14	-0.20	0.09	-0.17	0.06	≤   0.41	0.09
	TO	5	-2.07	0.01	-0.06	0.15	≤ -0.17	0.13	-0.31	0.06	≤   0.46	...

<sup>(a)</sup> SG = sous-géantes, TO = étoiles du turnoff; <sup>(b)</sup>  $N_*$  = nombre d'étoiles observées; <sup>(c)</sup>  $\sigma_X$  = dév. std. autour de la valeur moyenne;

<sup>(d)</sup> James et al. (2004a); <sup>(e)</sup> James et al. (2004b).

TAB. 6.4 – Abondances moyennes dans les amas globulaires.



les paramètres atmosphériques (voir section 6.2.3) et les erreurs commises dans les mesures des largeurs équivalentes (ou sur les ajustements des spectres synthétiques), il ne devrait pas y avoir d'effet considérable avec les écarts à l'ETL.

Une autre source d'erreurs est évidemment l'utilisation de modèles à une seule dimension. On notera qu'Asplund (2004) a récemment estimé l'effet du passage de modèles d'atmosphère 1D à des modèles hydrodynamiques 3D sur les abondances d'éléments chimiques déterminées dans les naines d'amas globulaires. De manière générale, les raies de O I, Na I ou Fe II ne sont pas affectées ( $\Delta \log \epsilon < 0.1$  dex) par les changements de modèle. Par contre, pour des étoiles d'amas globulaires déficientes en métaux (par exemple  $-3.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ), les abondances d'éléments minoritaires (Fe I), ou celles déduites à partir de raies à faibles potentiels d'excitation (par exemple les raies de Sr II à 4215. Å ou de Ba II à 4554.0 Å...) ou bien de raies moléculaires peuvent être surestimées d'au moins  $\sim 0.3$  dex dans les modèles 1D. Ceci étant, ces effets sont difficiles à estimer et il serait hasardeux d'appliquer des corrections trop « généralistes ».

Les paramètres de raies du Sr II et de l'Y II ont été pris dans Sneden et al. (2003, voir aussi annexe A). Dans les étoiles d'amas globulaires, les abondances de strontium, respectivement d'yttrium, ont été déterminées à partir des raies à 4077.7 et 4215.5 Å, respectivement à 3950.3 et 4398.0 Å. Pour les étoiles de champ, il m'a été possible d'utiliser aussi les raies d'Y II à 3549.0, 3600.7, 3611.0, 3774.3 et 3788.7 Å. Les paramètres de structure hyperfine des raies de Ba II et d'Eu II ont été pris respectivement dans McWilliam (1998) et Lawler et al. (2001, voir aussi annexe B). Les raies de Ba II à 5853.7, 4554.0, 6141.7 et 6496.9 Å ainsi que la raie d'Eu II à 4129.70 Å ont été détectées dans pratiquement tout notre échantillon (étoiles de champ et étoiles d'amas). J'ai aussi quelques fois pu utiliser la raie d'Eu II à 4205.0 Å dans mes déterminations d'abondance, mais elle était presque toujours très fortement *blendée*.

L'abondance de ces 4 métaux lourds est donnée dans les tableaux 6.3 et 6.4. J'y ai reporté les résultats obtenus pour NGC 6752 afin d'avoir les données pour la totalité de notre échantillon. Les figures 6.5 et 6.6 représentent les rapports des abondances des éléments produits par capture de neutrons au fer en fonction de la métallicité. Ces rapports ainsi qu'une comparaison détaillée avec d'autres amas globulaires connus et avec les étoiles de champ font le sujet des sections suivantes.

### 6.2.3 Estimation des erreurs

L'erreur totale faite sur la détermination des abondances peut être estimée comme la somme des incertitudes sur les paramètres des raies (*gf*, potentiels d'excitation...), sur la mesure des largeurs équivalentes ou les ajustement des spectres synthétiques et des erreurs faites dans la détermination des paramètres atmosphériques. J'ai donc calculé ces effets comme dans le cas de NGC 6752 : pour plus de 2 raies observées d'un élément donné, les erreurs aléatoires peuvent être estimées par un rapide calcul de l'écart-type par rapport à la valeur moyenne (voir les tableaux 6.3 et 6.4). J'ai estimé les erreurs commises sur la détermination des paramètres atmosphériques à partir des variations suivantes :  $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 100$  K,  $\Delta \log g = \pm 0.2$  dex et  $\Delta v_t = \pm 0.2$  km s<sup>-1</sup>.

Le tableau 6.5 présente les calculs d'erreur typiquement obtenus pour les étoiles de champ et pour les étoiles d'amas. Tous les calculs effectués pour les autres étoiles de notre échantillon ont donné des résultats similaires. L'erreur totale donnée à la dernière colonne de ce tableau,  $\Delta(\text{Tot})$ , est alors la somme quadratique de toutes les incertitudes individuelles reliées à la détermination des paramètres atmosphériques et ne tient donc pas compte des incertitudes venant de la mesure des  $W_\lambda$  ou de l'ajustement des spectres synthétiques. On peut remarquer que cette erreur totale  $\Delta(\text{Tot})$  ne dépasse presque jamais 0.15 dex.

El.	$\Delta T_{\text{eff}}$ +100 K	$\Delta \log g$ +0.2 dex	$\Delta v_t$ +0.2 km s <sup>-1</sup>	$\Delta(\text{Tot})$
Étoiles de champ (p. ex. HD 132475)				
Fe I	+0.09	-0.01	-0.03	0.10
Fe II	+0.01	+0.09	-0.03	0.10
Sr II	+0.09	-0.02	-0.02	0.09
Y II	+0.06	+0.07	-0.10	0.14
Ba II	+0.07	+0.02	-0.10	0.12
Eu II	+0.05	+0.08	-0.02	0.10
47 Tuc - SG				
Fe I	+0.10	-0.04	-0.09	0.14
Fe II	-0.06	+0.08	-0.06	0.12
Sr II	+0.04	+0.01	-0.03	0.05
Y II	+0.03	+0.07	-0.12	0.14
Ba II	+0.04	+0.01	-0.10	0.11
Eu II	+0.03	+0.07	-0.09	0.12
47 Tuc - TO				
Fe I	+0.09	-0.04	-0.08	0.13
Fe II	-0.01	+0.06	-0.07	0.09
Sr II	+0.06	-0.01	-0.02	0.06
Y II	+0.04	+0.07	-0.10	0.13
Ba II	+0.05	+0.03	-0.11	0.12
Eu II	+0.03	+0.08	-0.05	0.10
NGC 6397 - SG				
Fe I	+0.10	-0.01	-0.07	0.12
Fe II	+0.02	+0.08	-0.04	0.09
Sr II	+0.10	+0.01	-0.13	0.16
Y II	+0.07	+0.08	-0.08	0.13
Ba II	+0.07	+0.05	-0.06	0.10
Eu II	+0.04	+0.07	-0.01	0.08
NGC 6397 - TO				
Fe I	+0.08	-0.04	-0.07	0.11
Fe II	+0.01	+0.06	-0.03	0.07
Sr II	+0.05	+0.03	-0.18	0.19
Y II	+0.05	+0.07	-0.01	0.09
Ba II	+0.05	+0.05	-0.03	0.08
Eu II	+0.05	+0.06	-0.03	0.08

TAB. 6.5 – Impact des erreurs faites sur la détermination des paramètres atmosphériques sur les abondances dans les étoiles de champ et d’amas globulaires.



## 6.3 Éléments lourds dans les amas globulaires et dans les étoiles de champ

Les figures 6.5 et 6.6 représentent les rapports [Sr, Y, Ba, Eu/Fe] en fonction de la métallicité pour toutes les étoiles de notre échantillon (valeurs moyennes pour les 3 amas globulaires + étoiles de champ). Afin d'augmenter l'échantillon d'étoiles de champ dans cet intervalle de métallicité ( $-3.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ ), j'ai rajouté des données prises dans la littérature : étoiles analysées par Burris et al. (2000) ou Fulbright (2000) ; étoiles du halo étudiées par Mashonkina et Gehren (2001) et Mashonkina et al. (2003). Les symboles utilisés sont expliqués en légende de la figure 6.5 et ont été repris pour les figures suivantes (6.6 et 6.7). À noter que pour les amas 47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397, j'ai toujours indiqué les abondances moyennes déterminées dans les étoiles du turnoff et dans les sous-géantes. Ces deux valeurs sont reliées par un trait. Les valeurs limites sont indiquées par le symbole correspondant auquel j'ai ajouté une flèche indiquant le sens de la limite (inférieure ou supérieure). J'ai aussi tenu à rajouter une compilation de données des rares déterminations d'abondances d'éléments lourds dans les étoiles d'autres amas globulaires.

Il faut à nouveau souligner ici un point très important qui caractérise l'intérêt de mon travail de thèse : toutes les valeurs d'abondances de métaux lourds déterminées dans le passé pour des amas globulaires ont été obtenues à partir de spectres d'étoiles géantes de magnitudes  $V \sim 11-12$ . Il n'y a que les données de Ramírez et Cohen (2003) qui soient pratiquement comparables aux nôtres au niveau du stade d'évolution des étoiles analysées. Leur analyse a fourni des données pour quelques éléments lourds dans les amas M 71 et M 5, en particulier des abondances de baryum pour quelques étoiles relativement proches du turnoff de chacun de ces amas.

### 6.3.1 Abondance des éléments les plus légers ( $30 < Z < 56$ )

#### Strontium ( $Z = 38$ )

La figure 6.5a montre une dispersion des rapports [Sr/Fe] dans nos étoiles de champ. Ce phénomène avait déjà été remarqué dans d'autres échantillons d'étoiles du halo, notamment par Ryan et al. (1991) et n'est donc pas vraiment inattendu. En tout cas, ces rapports suivent l'allure générale trouvée dans d'autres études d'étoiles de champ du halo (par exemple Burris et al., 2000; Mashonkina et al., 2003). J'ai réussi à obtenir des abondances de strontium pour pratiquement toutes les étoiles de champ, à l'exception de 4 étoiles en raison de très forts *blends* sur les raies de Sr II (voir tableau 6.3). Les rapports [Sr/Fe] sont en général tous de type solaire et parfois légèrement surabondants.

Les valeurs trouvées dans les 3 amas globulaires suivent cette tendance. En particulier, on trouve des valeurs typiquement solaires pour les étoiles de NGC 6397 et de NGC 6752. 47 Tuc semble en revanche avoir un rapport [Sr/Fe] plutôt surabondant par rapport à la valeur solaire :

- $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{SG}} = -0.04 \pm 0.14$  et  $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{TO}} = -0.06 \pm 0.15$  dans NGC 6397 ;
- $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{SG}} = -0.01 \pm 0.09$  et  $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{TO}} = +0.12 \pm 0.19$  dans NGC 6752 ;
- $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{SG}} = +0.36 \pm 0.16$  et  $\langle [\text{Sr}/\text{Fe}] \rangle_{\text{TO}} = +0.28 \pm 0.14$  dans 47 Tuc.

La dispersion d'abondance est du même ordre dans les naines et les sous-géantes des amas 47 Tuc et NGC 6397. Comme il a été noté au chapitre précédent, elle est en revanche plus importante dans les naines du turnoff de NGC 6752 que dans les sous-géantes. Quoi qu'il en soit, ces dispersions peuvent s'expliquer en grande partie par la difficulté à positionner le niveau du continu dans les ajustements des spectres synthétiques ou lors des mesures des largeurs équivalentes des raies de Sr II dans les 3 amas. On peut aussi remarquer que les écart-types donnés ici (voir aussi le tableau 6.4) sont plus grands que la différence entre les rapports dans

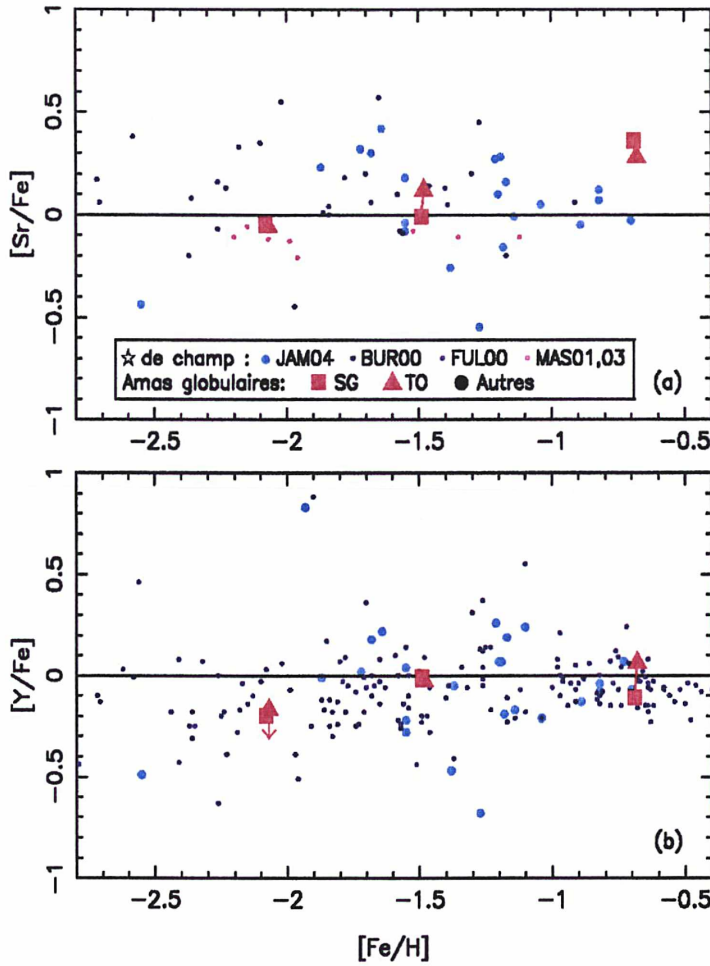


FIG. 6.5 – Diagrammes d’abondance  $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Fe}]$  en fonction de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  dans les amas globulaires et dans les étoiles de champ. *SG* et *TO* : valeurs moyennes pour les sous-géantes et les étoiles du TO dans les amas NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc ; *JAM04* : notre échantillon d’étoiles de champ du halo ; *BUR00*, *FUL00* et *MAS01,03* : autres étoiles de champ (Burriss et al., 2000; Fulbright, 2000; Mashonkina et Gehren, 2001; Mashonkina et al., 2003). Autres amas globulaires (par métallicité croissante) : M 15, M 92, NGC 6287, NGC 6293, NGC 6541, M 13, M 79, M 3, NGC 288, NGC 362, M 5, M 4 and M 71 (Francois, 1991; Armosky et al., 1994; Shetrone, 1996; Sneden et al., 1997; Ivans et al., 1999, 2001; Shetrone et Keane, 2000; Lee et Carney, 2002; Ramírez et Cohen, 2003; Sneden et al., 2004).

les naines et dans les sous-géantes, qui est d’ailleurs très faible ( $\lesssim 0.1$  dex). Ceci confirme donc la constance du rapport  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$  dans ces 3 amas.

### Yttrium ( $Z = 39$ )

Sur la figure 6.5b, on remarque que la distribution des objets notre échantillon d’étoiles de champ s’accorde bien avec la plupart des autres études effectuées à métallicité intermédiaire (Burriss et al., 2000; Fulbright, 2002, et autres références dans ces articles). La dispersion dans les rapports  $[\text{Y}/\text{Fe}]$  de nos étoiles de champ du halo est comparable à ce que donnent typiquement les autres études. La plupart des étoiles ont des abondances très proches de la valeur solaire.

Les amas globulaires semblent aussi suivre le même schéma et ont tous des rapports  $[\text{Y}/\text{Fe}]$  solaires. J’ai pu déterminer des abondances d’yttrium pour tous les groupes d’étoiles dans les 3



amas, sauf pour les étoiles du turnoff de NGC 6397 pour lesquelles je ne donne qu'une valeur limite :

- $\langle [Y/Fe] \rangle_{SG} = -0.20 \pm 0.09$  et  $\langle [Y/Fe] \rangle_{TO} \leq -0.17 \pm 0.13$  dans NGC 6397 ;
- $\langle [Y/Fe] \rangle_{SG} = -0.01 \pm 0.13$  et  $\langle [Y/Fe] \rangle_{TO} = -0.03 \pm 0.11$  dans NGC 6752 ;
- $\langle [Y/Fe] \rangle_{SG} = -0.11 \pm 0.10$  et  $\langle [Y/Fe] \rangle_{TO} = +0.06 \pm 0.01$  dans 47 Tuc.

L'écart-type trouvé pour les étoiles de NGC 6752 et NGC 6397 est plus grand que l'écart des moyennes entre les différents types d'étoile. Dans 47 Tuc, on remarque par contre un léger décalage (0.17 dex) dans les rapports  $[Y/Fe]$  des sous-géantes par rapport aux naines.

### 6.3.2 Abondance des éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ )

#### Baryum ( $Z = 56$ )

Les abondances du baryum ont pu être déterminées pour toutes les étoiles de champ du halo. Dans la figure 6.6a, on peut voir que la plupart de ces étoiles ont des valeurs de  $[Ba/Fe]$  typiquement solaires ou un peu surabondantes. Les rapports  $[Ba/Fe]$  diminuent en fonction de la métallicité décroissante. Ces rapports et la dispersion à une métallicité donnée sont tous du même ordre que ceux trouvés dans la littérature pour d'autres études à des métallicités comparables (Burris et al., 2000; Fulbright, 2002; Mashonkina et al., 2003).

Les 3 amas globulaires suivent exactement la même progression (le rapport  $[Ba/Fe]$  augmente avec la métallicité). On a :

- $\langle [Ba/Fe] \rangle_{SG} = -0.17 \pm 0.06$  et  $\langle [Ba/Fe] \rangle_{TO} = -0.31 \pm 0.06$  dans NGC 6397 ;
- $\langle [Ba/Fe] \rangle_{SG} = +0.25 \pm 0.08$  et  $\langle [Ba/Fe] \rangle_{TO} = +0.11 \pm 0.09$  pour NGC 6752 ;
- $\langle [Ba/Fe] \rangle_{SG} = +0.35 \pm 0.12$  et  $\langle [Ba/Fe] \rangle_{TO} = +0.22 \pm 0.12$  dans 47 Tuc.

On peut remarquer un décalage systématique entre les sous-géantes et les étoiles du turnoff des 3 amas : 0.14 dex dans NGC 6397 et NGC 6752, et 0.13 dex dans 47 Tuc. Les naines ont d'ailleurs toujours l'abondance la plus petite dans un amas donné. Si on compare nos points (naines + sous-géantes) pour ces 3 amas globulaires à ce qu'on trouve dans les étoiles géantes d'autres amas globulaires galactiques (Armosky et al., 1994; Shetrone, 1996; Sneden et al., 1997, 2000, 2004; Ivans et al., 1999; Shetrone et Keane, 2000; Ivans et al., 2001; Lee et Carney, 2002; Ramírez et Cohen, 2003), on peut remarquer que la dispersion du rapport  $[Ba/Fe]$  d'un amas à l'autre augmente à basse métallicité. D'autres études donnent des valeurs du rapport  $[Ba/Fe]$  comprises entre  $-0.29$  et  $+0.60$  pour des amas globulaires ayant des métallicités entre  $-2.40$  et  $-0.68$ , ce qui est donc pleinement compatible avec mes résultats et encourage d'avantage la comparaison directe des abondances trouvées pour des étoiles peu évoluées à ce qu'on trouve dans des géantes. Il semble de plus que le rapport  $[Ba/Fe]$  diminue doucement dans les amas globulaires en-dessous d'une métallicité de  $[Fe/H] \sim -2.0$  comme c'est le cas dans les étoiles de champ pauvres en métaux (voir par exemple Gratton et Sneden, 1994; Fulbright, 2002).

#### Europium ( $Z = 63$ )

J'ai déterminé des abondances d'euporium pour pratiquement toutes les étoiles de champ. Les 3 seules étoiles où la détermination n'était pas évidente ont tout de même permis d'obtenir des limites supérieures (voir le tableau 6.3). La figure 6.6b montre clairement que la dispersion des rapports  $[Eu/Fe]$  est beaucoup plus faible que dans tous les autres éléments lourds. Les étoiles de champ ont toutes un rapport plus élevé que la valeur solaire d'environ  $+0.40$  dex à basse métallicité (à partir de  $[Fe/H] \sim -1.5$ ), que ce soit dans l'échantillon que j'ai analysé ou dans les points tirés de la littérature (Fulbright, 2002; Mashonkina et al., 2003, entre autre).

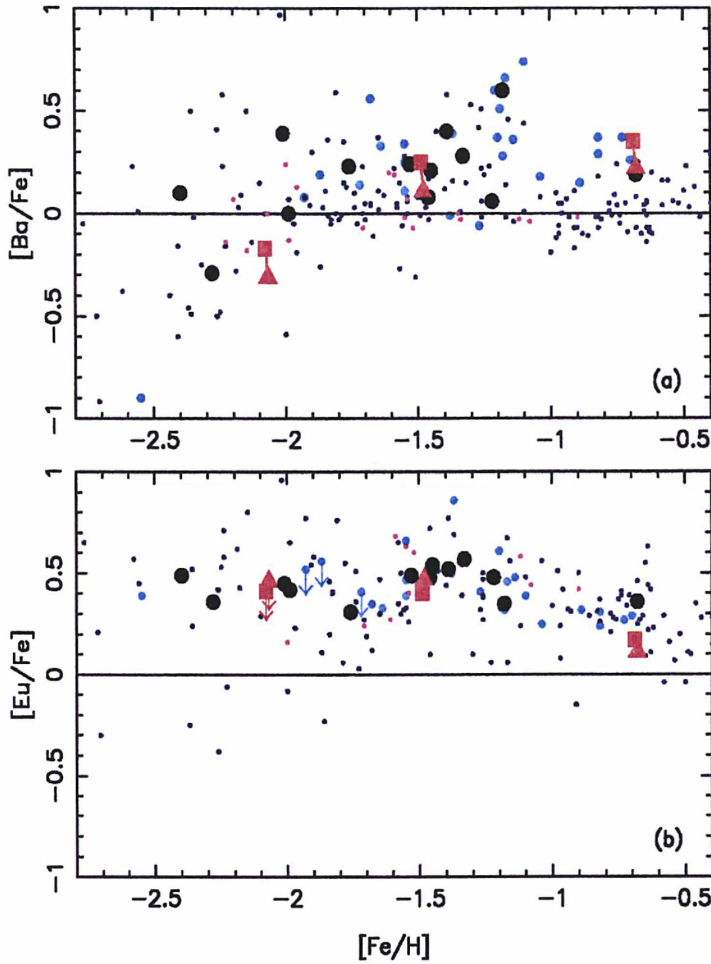


FIG. 6.6 – Diagrammes d’abondance  $[Ba, Eu/Fe]$  en fonction de  $[Fe/H]$  dans les amas globulaires et dans les étoiles de champ. Les symboles sont les mêmes que ceux utilisés pour la figure 6.5.

Les amas globulaires suivent cette tendance de façon très remarquable. Les abondances moyennes que j’ai obtenues sont (j’ai préféré indiquer des limites supérieures pour les valeurs trouvées dans NGC 6397 car les raies étaient très faibles) :

- $\langle [Eu/Fe] \rangle_{SG} \leq +0.41 \pm 0.09$  et  $\langle [Eu/Fe] \rangle_{TO} \leq +0.46 \pm 0.00$  dans NGC 6397 ;
- $\langle [Eu/Fe] \rangle_{SG} = +0.40 \pm 0.09$  et  $\langle [Eu/Fe] \rangle_{TO} = +0.47 \pm 0.08$  dans NGC 6752 ;
- $\langle [Eu/Fe] \rangle_{SG} = +0.17 \pm 0.00$  et  $\langle [Eu/Fe] \rangle_{TO} = +0.11 \pm 0.00$  pour 47 Tuc.

Il n’y a donc globalement aucune différence entre les sous-géantes et les étoiles du turnoff dans ces amas. Les abondances trouvées dans les géantes d’autres amas sont toutes très proches de ces valeurs à des métallicités comparables (Armosky et al., 1994; Shetrone, 1996; Sneden et al., 1997, 2000, 2004; Ivans et al., 1999, 2001; Shetrone et Keane, 2000; Lee et Carney, 2002; Ramírez et Cohen, 2003). Que ce soit dans les étoiles de champ du halo ou dans les amas globulaires, on retrouve donc toujours le même schéma pour des métallicités dans l’intervalle  $-2.5 \lesssim [Fe/H] \lesssim -0.5$  :

- très faible dispersion et croissance du rapport  $[Eu/Fe]$  à métallicité décroissante entre  $-1.2 \lesssim [Fe/H] \lesssim -0.5$  ;
- toujours très faible dispersion et « stabilisation » du rapport  $[Eu/Fe]$  à une valeur de  $+0.40-0.50$  dex pour des métallicités de  $-2.5 \lesssim [Fe/H] \lesssim -1.2$ .

En fait, la dispersion augmente beaucoup dans les étoiles de champ du halo à des métallicités



plus basses (jusqu'à  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3.0$ ), puis diminue à nouveau pour se stabiliser apparemment vers une valeur solaire à des métallicités extrêmement basses (François et al., 2005, communication privée, article en cours de rédaction). Finalement, on peut retenir aussi que la dispersion du rapport  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  entre les différents amas globulaires galactiques est très faible en comparaison par exemple à la dispersion existante pour le rapport  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ .

### 6.3.3 Résumé

Je n'ai pas observé d'effets systématiques entre les rapports d'abondance trouvés dans notre échantillon d'étoiles de champ du halo et les études précédentes dont les résultats sont disponibles dans la littérature (j'ai utilisé les données de Burris et al., 2000; Fulbright, 2002; Mashonkina et al., 2003) dans le même intervalle de métallicité ( $-3.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ ). Comme nos étoiles d'amas globulaires ont été observées et analysées dans les mêmes conditions que notre échantillon d'étoiles de champ, on ne devrait pas trouver d'effet systématique dans les rapports d'abondance trouvés dans les étoiles d'amas.

Le choix d'étudier des étoiles peu évoluées, des sous-géantes mais surtout des naines proches du point de turnoff dans les 3 amas, est en fait très important et très utile. En fait, la plupart des études spectroscopiques précédentes d'étoiles d'amas globulaires ont été menées sur des spectres d'étoiles géantes très brillantes ( $V \sim 11\text{--}12$  mag), qui ont toutes des raies très fortes et parfois assez larges. La détermination d'abondances précises pour des éléments produits par capture de neutrons peut alors s'avérer complexe dans le cas d'éléments tels que le strontium (qui a très souvent des raies fortes et assez larges) ou l'europium (raies souvent très faibles et *blendées*). Les étoiles moins brillantes ( $V \sim 15\text{--}17.5$  mag) et surtout moins évoluées que nous avons étudiées (raies moins fortes et souvent moins *blendées*) ont eu le grand avantage de permettre une détermination très précise des abondances de baryum et d'yttrium, mais ont aussi permis d'utiliser les raies encore relativement fortes du strontium et les raies très faibles mais moins *blendées* de l'europium. Les abondances d'yttrium, baryum et europium sont toutes compatibles avec les déterminations précédentes faites dans quelques étoiles géantes de 47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397 (Norris et Da Costa, 1995; Castilho et al., 2000). Ce sont les toutes premières déterminations précises d'abondances de ces éléments dans des étoiles aussi peu évoluées d'un amas globulaire. Et c'est la première fois qu'on peut publier des abondances de strontium dans les 3 amas globulaires que nous avons choisi d'étudier.

Les écart-types trouvés autour des valeurs moyennes dans les 3 amas (voir le tableau 6.4) peuvent nous donner une idée des erreurs internes dues aux paramètres des raies (potentiels d'excitation,  $gf$ ), aux mesures des largeurs équivalentes ou aux ajustements des spectres théoriques. Si on combine ces valeurs avec les erreurs issues de l'incertitude sur la détermination des paramètres atmosphériques (voir le tableau 6.5), on obtient une estimation de l'erreur totale commise dans la détermination de l'abondance d'un élément donné. Ces erreurs (en dex) sont souvent plus larges que la différence entre les rapports trouvés dans les sous-géantes et ceux trouvés dans les naines du turnoff, ce qui a tendance à confirmer qu'on pourrait adopter une valeur moyenne unique pour les abondances des métaux lourds dans les étoiles peu évoluées d'amas globulaires. En fait, à l'exception du rapport  $[\text{Y}/\text{Fe}]$  dans 47 Tuc pour lequel on trouve une différence de 0.17 dex entre les sous-géantes et les naines, ceci semble marcher dans les cas du strontium, de l'yttrium et de l'europium pour les 3 amas de notre étude. Le cas du baryum semble toutefois un peu différent : les rapport  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  montrent systématiquement de faibles écarts (0.13–0.14 dex) entre les sous-géantes et les naines dans nos 3 amas. Mais l'origine de ces écarts n'est pas évidente : effet réel ; qualité des spectres ; modèles utilisés, 1D au lieu de 3D, choix des paramètres atmosphériques ; effets des écarts à l'ETL ; correction pour la structure hyperfine... Il se trouve



que cette différence semble aussi apparaître dans l'amas globulaire M 5 : il s'agit d'un des rares autres amas dans lequel une étude a été menée sur des spectres d'étoiles peu évoluées et des abondances ont été déterminées à la fois dans des sous-géantes et des étoiles assez proches du turnoff. Ramírez et Cohen (2003) rapportent des observations de 5 sous-géantes ( $V \sim 17$  mag) et de 6 étoiles proches du turnoff ( $V \sim 18$  mag) pour M 5. La valeur moyenne qu'on peut calculer à partir de leur tableau 5 pour le rapport  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  donne  $-0.17 \pm 0.09$  pour les sous-géantes et  $-0.33 \pm 0.25$  pour les étoiles moins évoluées proches du turnoff. La différence va ici à nouveau dans le sens où on trouve un rapport plus faible dans les étoiles les moins évoluées. Il est peut-être encore un peu hasardeux d'en tirer une conclusion car Ramírez et Cohen (2003) n'ont pas déterminé d'abondances pour d'autres métaux lourds dans leurs étoiles les moins évoluées (sous-géantes et turnoff). On ne peut donc pas pousser la comparaison plus loin que le cas du baryum.

En conclusion, nous pouvons retenir qu'il y a une excellente concordance entre les rapports  $[\text{Sr}, \text{Y}, \text{Ba}, \text{Eu}/\text{Fe}]$  dans les 3 amas globulaires NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc, et dans les étoiles de champ du halo. De plus, la comparaison avec d'autres amas globulaires galactiques montre qu'il n'existe pratiquement aucune dispersion dans les rapports  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  d'un amas à un autre. Ceci pourrait signifier que les abondances d'euporium étaient déjà fixées dans le milieu interstellaire au moment de la formation des amas globulaires. En revanche, il existe une dispersion notable dans les rapports  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ . Cette dispersion est en tout point semblable à ce qu'on trouve dans les étoiles de champ du halo, ce qui pourrait indiquer une origine plus complexe pour la production du baryum, impliquant par exemple des contributions d'étoiles de type AGB de masse intermédiaire ayant appartenu à une génération plus ancienne que les étoiles actuellement observées dans les amas globulaires.

## 6.4 Rapports d'abondance

L'abondance d'euporium dans le Soleil est caractéristique d'une synthèse majoritairement effectuée par processus  $r$  (en fait, jusqu'à  $\sim 95$  % de l'euporium solaire d'après Arlandini et al. 1999, voir aussi le tableau C.1 en annexe). Le baryum est quant à lui typique d'une nucléosynthèse par processus  $s$  ( $\sim 81$  % de la valeur solaire). On a souvent l'habitude de comparer les abondances de ces deux éléments pour essayer de déterminer l'influence des deux types de processus dans le mélange initial de matière ayant formé une étoile. Suite aux observations de Spite et Spite (1978a), Truran (1981) a suggéré que le rapport d'abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  devait être caractéristique d'une nucléosynthèse uniquement due à du processus  $r$  pour les étoiles aux plus basses métallicités ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.5$ ). Plusieurs analyses semblent avoir confirmé ceci (Gratton et Sneden, 1994; McWilliam et al., 1995; McWilliam, 1998; Burris et al., 2000; Fulbright, 2002) en montrant que ce rapport décroît dans les étoiles à faible métallicité pour approcher une valeur purement  $r$  dans la plupart des étoiles très déficientes en métaux (voir aussi les articles de revue de Truran et al., 2002; Cowan et Sneden, 2004). Dans le cas présent, le rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  peut être utile pour essayer d'identifier les sources de nucléosynthèse des éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ ) dans nos étoiles d'amas globulaires.

Dans les étoiles de champ du halo, la formation des éléments lourds est expliquée le plus souvent par une synthèse par processus  $r$  à très faible métallicité (caractéristique des supernovæ de type II) suivie par un enrichissement progressif dû aux contributions du processus  $s$  à des métallicités plus élevées. Il semble néanmoins y avoir des traces d'éléments formés par processus  $s$  à des faibles métallicités (étoiles enrichies en plomb), mais il n'existe pour le moment que peu



d'observations de ce type (voir par exemple Sivarani et al., 2004). Si l'origine des éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ ) semble bien suivre ce schéma, l'apparition des éléments les plus légers ( $30 < Z < 56$ ) comme le strontium ou l'yttrium est plus compliquée et les observations montrent qu'elle semble faire intervenir d'autres sources de nucléosynthèse comme les processus *weak r* et *weak s* qui pourraient avoir une influence importante par exemple sur la forte dispersion du strontium à des métallicités comprises entre  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3.0$  et  $-2.0$  (Burriss et al., 2000; Honda et al., 2004; Travaglio et al., 2004; François et al., 2005). Il est donc très important d'étudier aussi les rapports d'abondance des éléments les plus légers aux plus lourds afin d'établir des nouvelles contraintes sur ces processus de formation.

Il n'y a aucune raison pour que ces processus n'aient pas eu lieu dans le cas des étoiles d'amas globulaires. J'ai donc essayé d'étendre ce genre d'analyse à ces objets particuliers en établissant une comparaison avec des étoiles de champ du halo. La figure 6.7a montre l'évolution du rapport d'abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  en fonction de la métallicité pour une compilation d'étoiles de champ du halo et indique les valeurs moyennes trouvées dans les amas globulaires. Ces valeurs sont celles que j'ai trouvées lors de l'analyse de nos étoiles de champ et des amas 47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397, que je compare à des valeurs prises dans la littérature (mêmes références et symboles que pour la figure 6.5). Les figures 6.7b et 6.7c représentent l'évolution des rapports  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}]$ . Dans les 3 figures ci-dessous, le trait horizontal correspond au rapport solaire total  $r + s$  ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] \equiv 0$ ,  $[\text{Sr}/\text{Ba}] \equiv 0$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}] \equiv 0$ ).

#### 6.4.1 Rapport $[\text{Ba}/\text{Eu}]$

La figure 6.7a représente les rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  dans les amas globulaires galactiques ainsi que dans les étoiles de champ du halo en fonction du rapport  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Les tirets marquent la fraction uniquement due au processus *r* du rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  solaire, à savoir  $[\text{Ba}/\text{Eu}]_r = -0.70$ , que j'ai calculée d'après les données d'Arlandini et al. (1999). Ce calcul est détaillé en annexe C.

Un aperçu de la figure permet déjà d'observer une dispersion du rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$ . Il s'agit principalement d'un reflet de la dispersion existant dans cet intervalle de métallicité dans l'abondance du baryum qu'on compare à l'europium qui ne montre en revanche quasiment pas de dispersion (voir section 6.3), que ce soit dans les étoiles de champ ou dans les étoiles d'amas (voir figures 6.6a et 6.6b). Dans nos étoiles de champ, les valeurs du rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  sont toutes proches de la valeur solaire pour les étoiles les plus riches et sont légèrement sous-abondantes à partir de  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.2$ . En général, les points se situent tous entre le rapport correspondant au mélange  $r + s$  solaire ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = 0$ ) et la fraction uniquement *r* du rapport solaire, de même que la plupart des autres étoiles de champ dans cet intervalle de métallicité (sur la figure : Burriss et al., 2000; Fulbright, 2000; Mashonkina et Gehren, 2001; Mashonkina et al., 2003).

Pour nos 3 amas, on voit une nette diminution du rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  quand on va vers les basses métallicités, tout comme c'est le cas pour les étoiles de champ du halo. Dès qu'on ajoute d'autres amas globulaires à cette figure, on aperçoit une dispersion d'un amas à l'autre. On peut tout de même noter les points suivants :

- 47 Tuc (James et al., 2004b) et M 71 (Ramírez et Cohen, 2003), qui sont les 2 amas les plus riches sur cette figure ( $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -0.7$ ), ont des rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  très proches de la valeur du mélange  $r + s$  solaire ;
- les amas globulaires à des métallicités intermédiaires ( $-2.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.0$ ), comme NGC 6752 (James et al., 2004a,b), M 5 (Shetrone, 1996; Ivans et al., 2001; Ramírez et Cohen, 2003), M 79 (François, 1991), NGC 362 (Shetrone et Keane, 2000), M 13 et M 3 (Snedden et al., 2004) ont clairement des rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  inférieurs à la valeur du mélange solaire, légèrement plus faibles que le rapport trouvé dans M 71 (Ramírez et Cohen, 2003),

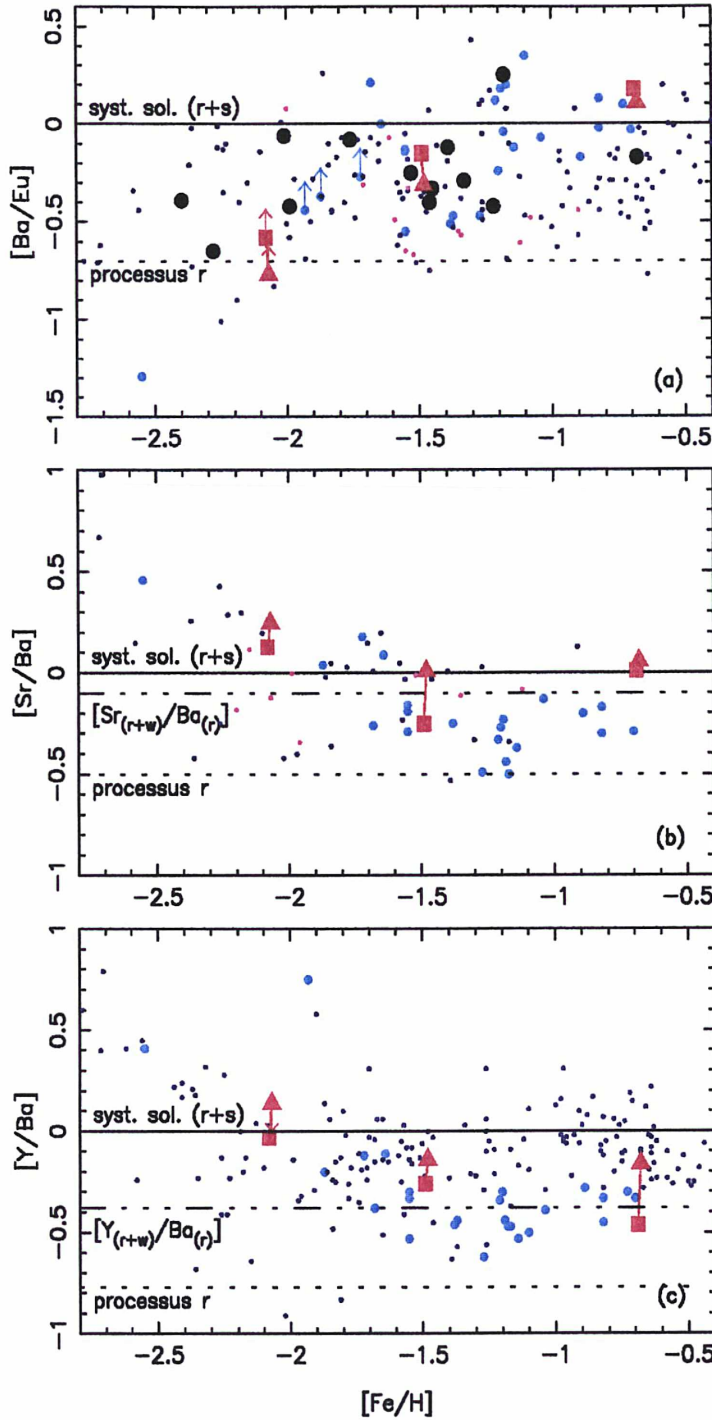


FIG. 6.7 – Rapports d’abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  et  $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Ba}]$  en fonction de la métallicité. Les symboles utilisés sont les mêmes que ceux de la figure 6.5.

mais plus élevés que le rapport solaire uniquement dû à la fraction  $r$ . NGC 6541 (Lee et Carney, 2002) et NGC 288 (Shetrone et Keane, 2000) ont des rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  plus proches de la valeur solaire totale, et M 4 (Ivans et al., 1999) semble surabondant par rapport au système solaire. On remarquera tout de même que cette dispersion à métallicité intermédiaire est du même ordre que celle qu’on trouve entre les étoiles de champ du halo ;

- les amas globulaires les plus déficients ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ), NGC 6397 (James et al., 2004b),



NGC 6287, NGC 6293 (Lee et Carney, 2002), M 92 (Shetrone, 1996) et M 15 (Snedden et al., 1997) sont tous nettement sous-abondants par rapport à la valeur du mélange  $r + s$  solaire. Les rapports [Ba/Eu] sont tous inférieurs ou égaux à ce qu'on trouve pour les amas dans l'intervalle de métallicité  $-2.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.0$  qui ont été rappelés au point précédent. En particulier, NGC 6397 et M 92 ont des rapports [Ba/Eu] très proches du rapport de la fraction  $r$ .

Notons enfin que la dispersion entre les naines et les sous-géantes de nos 3 amas étudiés est très faible et que ces données sont toutes compatibles avec des valeurs moyennes identiques au sein d'un même amas.

### 6.4.2 Rapports [Sr/Ba] et [Y/Ba]

Sur les figures 6.7b et 6.7c, les rapports solaires uniquement dûs à la contribution du processus  $r$  sont indiqués par des tirets ( $[\text{Sr}/\text{Ba}]_r = -0.50$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}]_r = -0.77$ ). Les traits en tirets et pointillés indiquent le rapport un peu plus élevé qu'on obtiendrait en ajoutant une contribution du processus *weak s* à l'abondance solaire des éléments les plus légers (Sr et Y) :  $[\text{Sr}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}] = -0.10$  et  $[\text{Y}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}] = -0.38$  (voir Arlandini et al., 1999, et notes en annexe).

On peut tout d'abord remarquer que la dispersion du rapport [Sr/Ba] dans les étoiles de champ semble plus faible que les dispersions des rapports [Sr/Fe] ou [Ba/Fe] pris séparément (voir figures 6.5a et 6.6a), alors que la dispersion du rapport [Y/Ba] semble plus grande que celle du rapport [Y/Fe] dans la figure 6.5b. Dans les deux cas, l'échantillon des 25 étoiles de champ du halo semble suivre la même progression que les étoiles de champ étudiées par d'autres auteurs dans cet intervalle de métallicité (Burris et al., 2000; Fulbright, 2000; Mashonkina et Gehren, 2001; Mashonkina et al., 2003) : on observe une croissance des rapports [Sr/Ba] et [Y/Ba] lorsque la métallicité diminue. En fait, il ne s'agit pas réellement d'une augmentation de cette valeur car d'autres études à des métallicités avoisinant  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3.0$  montrent plutôt une augmentation très importante de la dispersion dans ces rapports (Honda et al., 2004; François et al., 2005). Dans le cas du rapport [Sr/Ba], pour  $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1.5$ , la plupart des étoiles de champ ont des rapports légèrement en-dessous de la valeur solaire (mélange  $r + s$ ). La dispersion augmente vers les métallicités plus basses, mais surtout dans le sens des rapports  $[\text{Sr}/\text{Ba}] > 0$ . Le rapport [Y/Ba] reste toujours compris entre une valeur incluant une contribution du processus *weak s* et la valeur solaire. A partir de  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.0$ , la dispersion augmente et on observe la même tendance que pour le rapport [Sr/Ba]. On remarquera toutefois que dans tous les cas, les rapports [Sr, Y/Ba] restent supérieurs au rapport correspondant à la contribution uniquement due à la fraction  $r$  dans le Soleil.

Les 3 amas que nous avons étudié dans le LP « Globular Clusters » ont des rapports d'abondance très similaires à ceux des étoiles de champ de même métallicité. De toute évidence, les rapports [Sr/Ba] et [Y/Ba] trouvés pour NGC 6397, qui est l'amas de plus basse métallicité parmi nos objets, sont plus élevés que ceux des deux autres amas (47 Tuc et NGC 6752). Je n'ai pas trouvé d'autres références à des déterminations d'abondance du strontium dans des amas globulaires et il n'y a pratiquement aucune autre détermination d'abondance pour l'yttrium non plus, si bien que je n'ai pas vraiment pu établir de comparaison à d'autres amas. Il est donc difficile de conclure quant à la tendance générale suivie par les amas globulaires uniquement à partir de nos observations. Les différences observées entre les étoiles du turnoff et les sous-géantes pour le rapport [Sr/Ba] dans NGC 6752 et pour le rapport [Y/Ba] dans 47 Tuc viennent en partie de la dispersion dans les abondances du baryum et du strontium, mais aussi de la différence d'abondance d'yttrium dans les étoiles de 47 Tuc (voir aussi figure 6.5b et section 6.3).

### 6.4.3 Résumé

Les rapports d'abondance entre éléments lourds dans les amas globulaires sont tous du même ordre que ce que l'on trouve dans les étoiles de champ du halo dans l'intervalle de métallicité  $-3.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ . Dans le cadre des idées d'auto-enrichissement, il est intéressant de comparer les résultats trouvés dans les amas globulaires les plus pauvres en métaux, mais aussi dans les plus riches, aux valeurs trouvées dans des étoiles très pauvres en métaux et enrichies en éléments  $r$ . Par exemple, dans les deux étoiles particulières CS 31082-001 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.90$ ) et CS 22892-052 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.10$ ) étudiées respectivement par Hill et al. (2002) et Sneden et al. (2003), on trouve des rapports d'abondance d'éléments produits par capture de neutrons très proches d'une origine due uniquement à du processus  $r$ . En particulier, les amas globulaires M 5, M 79, NGC 6293 et M 15 ont des rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  très proches de celui de l'étoile CS 31082-001 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.46$ ), et deux des amas globulaires les plus déficients en métaux, NGC 6397 et M 92, ont des rapports presque identiques à celui de CS 22892-052 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.65$ ). Ceci étant, aucun de ces amas ne présente un rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ou  $[\text{Y}/\text{Ba}]$  ne serait-ce que proche de celui de ces deux étoiles ( $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.52$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}] = -0.74$  dans CS 31082-001 ;  $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.39$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}] = -0.55$  dans CS 22892-052). Les amas globulaires les plus riches sur la figure 6.7, 47 Tuc et M 71, ont en revanche des rapports d'abondance très nettement distincts de ceux trouvés dans ces deux étoiles pauvres en métaux et enrichies en éléments  $r$ .

Pour résumer, on pourra retenir que dans les amas globulaires, les rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  et  $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Ba}]$  suivent la même progression que dans les étoiles de champ du halo de métallicités  $-2.5 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ , indiquant un processus d'enrichissement chimique incompatible avec une origine des métaux lourds par du processus  $r$  seul. Ceci implique donc qu'une contribution du processus  $s$  a été nécessaire à la synthèse des éléments lourds dans les amas globulaires. Il est difficile de conclure quelque chose sur les résultats impliquant les abondances de strontium ou d'yttrium car trop peu d'auteurs donnent des abondances pour ces éléments dans des étoiles d'amas globulaires. En tout cas, mes résultats semblent soutenir l'idée de l'existence de plusieurs sources de synthèse pour les éléments lourds dans les étoiles d'amas globulaires.



# Chapitre 7

## Interprétation des résultats

### Sommaire

---

<b>7.1 Amas globulaires et étoiles de champ</b> . . . . .	<b>89</b>
7.1.1 Synthèse des éléments lourds dans les étoiles de champ . . . . .	89
7.1.2 Sur la formation des amas et leur évolution chimique . . . . .	90
<b>7.2 Le scénario « classique » d'auto-enrichissement</b> . . . . .	<b>91</b>
7.2.1 Premières idées sur l'auto-enrichissement . . . . .	91
7.2.2 Face aux observations . . . . .	92
<b>7.3 Scénarios alternatifs</b> . . . . .	<b>92</b>
7.3.1 <i>EASE</i> : accréation et auto-enrichissement . . . . .	92
7.3.2 Autres possibilités . . . . .	94

---

## 7.1 Amas globulaires et étoiles de champ

### 7.1.1 Synthèse des éléments lourds dans les étoiles de champ

En règle générale, on admet aujourd'hui que dans la plupart des étoiles très déficitaires en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.5$ ) du halo galactique, les métaux lourds ont été exclusivement créés par des réactions rapides de capture de neutrons, c'est-à-dire par le processus  $r$  qui a lieu lors des explosions de supernovæ de type II. C'est ce qu'on appelle parfois l'hypothèse « uniquement  $r$  » (de l'anglais *r-only*). Si les toutes premières suggestions de Truran (1981) n'étaient fondées que sur une faible quantité de données observationnelles obtenues pour quelques étoiles pauvres en métaux (Spite et Spite, 1978b), de nombreuses analyses d'éléments lourds plus récentes effectuées dans des échantillons plus étendus semblent soutenir fortement cette idée (voir par exemple les travaux de Gilroy et al., 1988; Ryan et al., 1996; Burris et al., 2000; Fulbright, 2002; Johnson et Bolte, 2002; François et al., 2003).

Dans le cas des étoiles très déficitaires en fer, on suppose que le processus  $r$  « classique » est à lui seul responsable de la production des métaux les plus lourds ( $Z \geq 56$ ), alors que la dispersion croissante remarquée par exemple par Honda et al. (2004) dans le rapport  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  à des très faibles métallicités ( $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -3.0$ ) serait l'indice d'un second type de processus  $r$  intervenant dans la synthèse des métaux lourds les plus légers ( $30 < Z < 56$ ) formés par capture de neutrons (voir par exemple les articles de revue récents de Truran et al. 2002 et Cowan et Sneden 2004). Des modélisations théoriques montrent que cette distinction entre les deux types de processus  $r$  pourrait être la conséquence d'explosions de supernovæ dans des intervalles de

masse très distincts qui favoriseraient soit les métaux à  $30 < Z < 56$ , soit ceux pour lesquels  $Z \geq 56$  (Qian et Wasserburg, 2000; Wanajo et al., 2003).

À des métallicités plus élevées, typiquement à partir de  $[Fe/H] \sim -2.5$ , d'autres événements commencent à apporter une contribution à la production des métaux lourds dans le halo de la Galaxie. On parle alors surtout du processus *main s*, qui a lieu pendant les phases de combustion de l'hélium dans les étoiles AGB de faibles masse ou de masse intermédiaire (autour de 1–4  $M_{\odot}$ , parfois même jusqu'à  $\sim 8 M_{\odot}$ ). On distingue ici à nouveau certains des métaux lourds les plus légers ( $30 < Z < 56$ ) tels que le strontium, le zirconium ou l'yttrium, qui peuvent être aussi partiellement produits par une source additionnelle de processus *s*, dite *weak s*, pendant la phase de combustion du noyau d'hélium des étoiles massives (voir par exemple Busso et al., 1999; Travaglio et al., 2004).

### 7.1.2 Sur la formation des amas et leur évolution chimique

On peut se poser de nombreuses questions sur l'origine des éléments lourds dans les amas globulaires par rapport à ce qui se passe pour les étoiles de champ, mais la plupart de ces questions nécessitent une modélisation poussée de la formation et de l'évolution chimique des amas globulaires, incluant notamment des prédictions sur l'abondance des métaux lourds, or de telles prédictions n'existent pas encore. Parmi les principales questions, je citerai :

- Quelle est l'origine de la métallicité des amas globulaires ?
- Les amas globulaires sont-ils auto-enrichis en fer et en éléments lourds ? Si oui, est-ce le cas de tous les amas ?
- Comment peuvent-ils être si homogènes dans les abondances des éléments du pic du fer ou des métaux lourds, mais présenter de telles variations dans les abondances des métaux légers (O, Na, Mg, Al) ?
- Quel est le lien, s'il existe, entre les étoiles d'amas et les étoiles de champ ? Y a-t-il une origine commune pour les étoiles de ces deux populations ?

Avant toute tentative de réponse à l'une de ces questions, résumons les principaux résultats issus du travail sur les étoiles peu évoluées d'amas globulaires :

1. Au cours de ces dernières années, on a déterminé pour la première fois des abondances précises d'éléments chimiques dans des étoiles très peu évoluées (des naines ou des étoiles proches de la base de la RGB) au sein de plusieurs amas globulaires ;
2. il a ainsi été montré que les « anomalies d'abondance », en particulier les anti-corrélations O–Na et Mg–Al, ne dépendent pas du stade d'évolution des étoiles dans lesquelles on les observe (Gratton et al. 2001, confirmé par Ramírez et Cohen 2003 et Carretta et al. 2004) ;
3. il n'y a pas de variation dans l'abondance des métaux lourds au sein d'un amas globulaire, en tout cas pas dans les étoiles peu évoluées de type naines ou sous-géantes (James et al., 2004a,b). Les amas étudiés au cours de ma thèse montrent aussi une très grande homogénéité, y compris dans le cas des géantes étudiées par d'autres auteurs ;
4. il n'existe aucun lien entre l'abondance des éléments produits par capture de neutron et les anomalies d'abondance des métaux légers. Ceci ne dépend pas du stade d'évolution des étoiles observées au sein d'un amas globulaire (James et al., 2004a,b).

Le 3<sup>ème</sup> point semble être confirmé non seulement dans nos 3 amas globulaires (47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397) mais aussi dans M 71 et dans M 5 (Ramírez et Cohen, 2003), du moins pour le baryum qui est le seul élément pour lequel des abondances aient été obtenues pour des étoiles moins brillantes que la RGB dans ces 2 amas. D'autres observations sont nécessaires pour confirmer définitivement ce point, mais dans le cadre de mon travail de thèse, les résultats



de Ramírez et Cohen (2003) viennent renforcer l'idée d'établir une comparaison directe entre notre échantillon d'étoiles peu évoluées et des géantes beaucoup plus brillantes d'autres amas globulaires.

Les soit-disant « anomalies d'abondance » observées dans les amas globulaires pour les métaux légers peuvent être interprétées de plusieurs façons, la plus développée actuellement étant dans le cadre de l'auto-pollution (Cottrell et Da Costa, 1981). Ce genre de scénario prédit que ces inhomogénéités proviennent de la perte de masse d'étoiles de masse intermédiaire ( $4-6 M_{\odot}$ ) pendant leur phase AGB (Ventura et al., 2001; D'Antona et al., 2002). Certains de ces modèles peuvent expliquer, voire prédire assez bien les anti-corrélations existantes entre les métaux légers, mais jusqu'à présent aucun d'entre eux n'explique clairement l'origine de la métallicité des amas globulaires, ni ne donne de quelconque prévision quant aux rapports  $r/s$  pour les éléments produits par capture de neutrons.

Ceci dit, parmi les travaux récents sur l'évolution chimique et l'influence de la pollution par des AGB, on peut citer Fenner et al. (2004) qui ont récemment développé un modèle auto-consistant de l'évolution chimique du gaz intra-amas dans le but de tester si les anomalies observées dans NGC 6752 ont été causées par une contamination d'étoiles AGB de masse intermédiaire. Leur modèle ne distingue pas le cas où les étoiles d'amas sont formées à partir de gaz déjà contaminé par les ejecta des AGB du cas où des étoiles déjà existantes accrètent de la matière éjectée par des AGB. Toujours dans le cadre de leur modèle, ils concluent que les AGB de masse intermédiaire ne semblent pas être la cause majeure de toutes les anomalies d'abondance observée dans les amas.

Il n'est donc pas encore clair si les amas globulaires sont formés ou non par de la matière déjà enrichie et si les éléments lourds qu'on y détecte sont d'origine primordiale ou non. Il faut donc invoquer d'autres modèles que l'auto-pollution, éventuellement complémentaires, en commençant par exemple par le scénario « classique » de l'auto-enrichissement proposé par Cayrel (1986) ou Truran et al. (1991).

## 7.2 Le scénario « classique » d'auto-enrichissement

### 7.2.1 Premières idées sur l'auto-enrichissement

Tout comme c'est a priori le cas pour les étoiles de champ, on peut s'attendre à ce que les premières sources de nucléosynthèse pour les amas globulaires soient des supernovæ de type II associées à une première génération d'étoiles massives ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ ) à courte durée de vie ( $\tau \lesssim 10^8$  ans), sur une échelle de temps compatible avec la contraction du halo ( $< 10^8-10^9$  ans). Quoiqu'il en soit, les étoiles de champ les plus déficientes en métaux et les amas globulaires pourraient aussi avoir des origines différentes et avoir été contaminés de façon totalement indépendante par les ejecta d'étoiles massives et/ou de supernovæ de type II.

Dans le cas d'une origine commune, différents modèles d'auto-enrichissement pourraient être adoptés pour expliquer la formation des amas. Cayrel (1986) et Truran et al. (1991) ont proposé des modèles simples dans lesquels la distribution de métallicité des amas globulaires résulte de la superposition d'un système originel, pauvre en métaux et probablement primordial, et d'un système secondaire issu de la matière modifiée par le système originel. Dans ce type de scénario, la métallicité des amas les plus anciens du halo résulterait de l'auto-pollution de nuages primordiaux ( $Z = 0$ ) : la première génération d'étoiles à métallicité nulle est polluée par des étoiles massives ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ ) et par des supernovæ de type II formées dans ces nuages très massifs en effondrement. La génération suivante d'étoiles constitue en fait la génération observée présentement dans les amas globulaires galactiques du halo. Les rapports d'abondances des amas



plus jeunes formés pendant l'aplatissement de la proto-galaxie s'expliqueraient alors par le schéma classique d'un enrichissement progressif en métaux.

Truran (1988) a donc proposé un test permettant de vérifier si ce genre de scénario d'auto-enrichissement est approprié pour les amas globulaires pourvu qu'on ait réalisé une étude détaillée des rapports d'abondance dans les amas globulaires les plus riches associés à la population du halo. A des métallicités comparables, les étoiles de champ ont des rapports d'abondance relatifs au fer évoluant vers des rapports typiquement solaires, caractéristiques d'une contribution d'étoiles de masse intermédiaire et de durées de vie plus longues à la nucléosynthèse, ce qui se traduit par un enrichissement du milieu interstellaire en carbone, azote, éléments du pic du fer et métaux lourds formés par processus *s*. Mais l'auto-enrichissement d'un amas devrait se produire sur une échelle de temps bien plus courte. Donc s'il y a réellement un auto-enrichissement des amas globulaires du halo, même les amas les plus riches devraient présenter des rapports d'abondance caractéristiques des ejecta d'étoiles massives tels qu'on en trouve dans les spectres des étoiles de champ du halo les plus déficientes en métaux, à savoir à la fois des rapports  $[\alpha/\text{Fe}]$  élevés et des abondances de métaux lourds dominées par le processus *r*.

### 7.2.2 Face aux observations

On devrait par exemple trouver des rapports d'abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$ ,  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}]$  caractéristiques du processus *r*, comme on en trouve par exemple dans les deux étoiles particulières CS 31082-001 (Hill et al., 2002) et CS 22892-052 (Snedden et al., 2003). Or on ne voit pas de telle signature parmi les amas globulaires. Les rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  indiquent clairement une contribution croissante du processus *main s* à l'enrichissement chimique des amas, et les rapports  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}]$  confirment ce point en s'écartant de façon significative d'un rapport caractéristique du processus *r* (voir la figure 6.7), y compris à basse métallicité. Sur ce dernier point, certains amas très déficients en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ) ont des rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  très proches d'une signature correspondant à du processus *r* uniquement, mais des rapports  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  et  $[\text{Y}/\text{Ba}]$  élevés peuvent indiquer l'existence d'une source supplémentaire de production du strontium et de l'yttrium, par exemple, le processus *weak s*.

L'existence dans les amas globulaires d'une forte dispersion d'abondance pour les éléments  $\alpha$  ainsi que la présence d'anti-corrélations entre certains d'entre eux (O-Na, Mg-Al) est aussi incompatible avec un scénario simple d'auto-enrichissement dans lequel tous les éléments  $\alpha$  devraient être enrichis. Il faut donc avoir recours à des modèles plus évolués pour tenter d'expliquer la formation des amas globulaires du halo. En tout cas, on peut retenir l'idée que les rapports d'abondance d'amas plus jeunes peuvent être expliqués suivant un schéma classique d'enrichissement en métaux. En effet, parmi notre échantillon, 47 Tuc est  $\sim 2.6$  milliards d'années plus jeune et plus riche en métaux que NGC 6752 ou NGC 6397 (Gratton et al., 2003c), indiquant ainsi probablement que les amas plus jeunes (du disque) ont dû être formés à partir de matière déjà pré-enrichie de la même façon que les étoiles de champ à métallicité élevée.

## 7.3 Scénarios alternatifs

### 7.3.1 EASE : accréation et auto-enrichissement

Thoul et al. (2002) ont continué le développement du scénario *EASE*<sup>1</sup> de Parmentier et al. (1999) expliquant comment des processus d'accréation pouvaient avoir modifié la composition

<sup>1</sup> *EASE* : de l'anglais *Evaporation/Accretion/Self-Enrichment*



chimique à la surface des étoiles de champ déficientes en métaux, ainsi que celle des étoiles d'amas globulaires.

D'après le scénario *EASE*, une importante fraction des étoiles déficientes en métaux du halo a d'abord été formée dans les amas globulaires, où elles ont accrété du gaz enrichi en éléments  $s$  produit par les étoiles plus massives de l'amas. Ce processus a donc dû modifier leur composition chimique de surface. Ces étoiles ont ensuite fini par s'évaporer de l'amas pour former une partie de la population actuelle des étoiles de champ du halo. L'évolution des amas globulaires est alors décrite en 2 phases :

1. Les étoiles très pauvres en métaux de « première génération » ont des masses plutôt élevées ( $M \simeq 3\text{--}60 M_{\odot}$ ). Les plus massives d'entre elles évoluent très vite jusqu'à leur stade de supernova et enrichissent le milieu intra-amas en éléments  $\alpha$  et en éléments  $r$ . Ces restes de supernovæ enrichissent le gaz primordial du milieu interstellaire et déclenchent la formation de nouvelles étoiles. Si le potentiel gravitationnel du proto-amas est trop faible, les étoiles s'évaporent de l'amas naissant pour devenir des étoiles de champ du halo. Si en revanche le potentiel gravitationnel est assez fort, il se forme un amas globulaire ;
2. A ce stade, la composition chimique du gaz intra-amas est définitivement fixée en éléments  $\alpha$  et en éléments  $r$ . Les étoiles de masse intermédiaire deviennent des AGB et produisent des éléments  $s$ , qui montent en surface lors du troisième *dredge up*. Des vents stellaires peuvent éventuellement éjecter ces éléments dans le milieu intra-amas environnant. Le gaz enrichi en éléments  $s$  peut alors éventuellement être accrété par des étoiles de faible masse sur la séquence principale et polluer ainsi leur composition chimique de surface.

Les rapports [Eu/Fe] trouvés dans la plupart des amas globulaires galactiques sont très homogènes (voir figure 6.6b), ce qui pourrait être en accord avec le premier point du scénario *EASE* (première génération d'étoiles très massives qui fixent la composition chimique de l'amas en éléments  $r$ ). Si le mécanisme d'accrétion est réellement efficace, il devrait surtout affecter la zone convective des étoiles. Quand une étoile évolue vers le stade de géante, sa zone convective s'élargit. Il devrait donc y avoir un effet de dilution dans le processus d'enrichissement en éléments  $s$  entre les étoiles de la séquence principale ou du turnoff et les étoiles au sommet de la branche des géantes. Les résultats de mon travail de thèse montrent cependant que si la composition en éléments  $s$  peut être très différente d'un amas à l'autre, elle est en revanche constante au sein d'un même amas. Il semble donc au contraire de ce à quoi on s'attendrait en suivant strictement le scénario *EASE* que les amas globulaires soient très homogènes quant à leur composition chimique en éléments lourds  $r$  et  $s$ , et que ceci soit totalement indépendant du stade d'évolution des étoiles analysées.

Mon analyse d'étoiles du turnoff et de sous-géantes dans les amas 47 Tuc, NGC 6752 et NGC 6397 s'avère compatible avec les résultats précédemment établis dans des géantes de ces mêmes amas par Norris et Da Costa (1995) ou Castilho et al. (2000). J'ai remarqué une faible dispersion systématique des rapports [Ba/Fe] entre les naines et les sous-géantes de ces trois amas que je ne peux pas encore expliquer totalement (erreurs dans les paramètres atmosphériques, dans les paramètres des raies, dans les méthodes de mesure des largeurs équivalentes ou dans les comparaisons avec les spectres synthétiques ; effets de l'écart à l'ETL ? Voir aussi la section 6.2.3). En tout cas, si cet effet s'avérait être réel, il ne va de toute évidence pas dans le sens des prédictions du scénario *EASE*. En effet, les abondances déterminées dans les étoiles de ces 3 amas sont légèrement plus importantes dans les sous-géantes que dans les naines (voir tableau 6.4), ce qui est exactement à l'inverse de ce qu'on attend de l'effet de dilution produit par la croissance de la zone convective.

En tout cas, le fait d'avoir trouvé des abondances très homogènes pour les éléments  $s$  d'une



part, et des « anomalies d'abondance » dans les métaux légers d'autre part, dans les étoiles peu évoluées de plusieurs amas globulaires, en particulier dans des naines (Gratton et al., 2001; Carretta et al., 2004), mais aucune corrélation entre ces deux phénomènes (James et al., 2004a,b), est tout à fait remarquable. En effet, les naines ne peuvent pas produire d'éléments par capture de neutrons, et elles ne subissent pas non plus des épisodes de mélange interne profond. Pour expliquer ces observations en même temps, on pourrait imaginer par exemple que les amas globulaires ont été formés à partir de matière déjà enrichie en éléments  $\alpha$ ,  $r$  et  $s$ , tout simplement comme les étoiles de champ du halo à des métallicités comparables ( $-2.5 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ ). Les anomalies d'abondance des métaux légers pourraient alors être expliquées par des mécanismes d'auto-pollution (Ventura et al., 2001; D'Antona et al., 2002) provoqués uniquement dans un intervalle de masse restreint des étoiles AGB progénitrices ne favorisant pas la production d'éléments  $s$ , si bien que la composition chimique des amas en éléments lourds ne serait pas modifiée ou du moins uniquement dans des quantités très faibles, voire négligeables. Ceci expliquerait probablement pourquoi les abondances des éléments lourds dans les amas globulaires suivent si bien la composition chimique des étoiles de champ du halo de même métallicité. Ce serait aussi compatible avec l'idée que les amas globulaires ne doivent pas toujours être considérés comme des objets « primordiaux ». Après tout, il est aujourd'hui possible d'observer des étoiles de champ de 100 à 1000 fois plus déficientes en métaux que les amas les plus pauvres en métaux (voir par exemple François et al. 2003 ou bien le cas extrême de l'étoile HE 0107-5240 analysée par Christlieb et al. 2004).

### 7.3.2 Autres possibilités

Beasley et al. (2003) ont suggéré un scénario alternatif dans lequel les amas globulaires les plus pauvres en métaux pourraient être d'origine pré-galactique et auraient été enrichis par les toutes premières supernovæ dans l'univers. Dans leur scénario, une seule supernova à instabilité de paires issue d'une étoile primordiale extrêmement massive ( $140 < M/M_{\odot} < 260$ ) pourrait avoir été suffisante pour enrichir le gaz primordial jusqu'à une métallicité voisine de  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.0$ . Ils ne font aucune prédiction sur les métaux légers (O, Na...) car ceux-ci peuvent être affectés par différents processus d'évolution chimique. L'analyse est plutôt focalisée sur les éléments plus lourds que le silicium ( $Z > 14$ ).

D'après les propres conclusions de Beasley et al. (2003), les principaux problèmes de ce type de modèle sont :

1. de toute évidence, il faut combiner différents intervalles de masse pour les progéniteurs stellaires de Population III si on veut expliquer simultanément les rapports d'abondance observés :  $[\text{Si}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Ca}/\text{Fe}]$ , et  $[\text{Ti}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{V}/\text{Fe}]$  ou  $[\text{Ni}/\text{Fe}]$  (voir aussi Heger et Woosley, 2002; Chieffi et Limongi, 2002) ;
2. des progéniteurs aussi massifs ne produisent pas de noyaux assez lourds pour jouer le rôle de sites pour les captures neutroniques et la fusion de l'hélium n'est pas une source de neutrons assez importante : il n'y a donc pas de processus  $s$  dans de telles étoiles. L'explosion des supernovæ à instabilité de paires très massives ne laisse pas d'étoile à neutrons et aucune onde de choc n'est propagée dans une région où des captures d'électrons ont pu avoir lieu en quantité suffisante : il n'y a donc pas non plus d'éléments formés par processus  $r$ .

Il faudrait donc invoquer d'autres conditions physiques pour expliquer la présence des métaux lourds (Sr, Y, Ba, Eu...) dans les amas globulaires à partir des modèles de supernovæ extrêmement massives (rotation de l'étoile massive, pollution du milieu environnant). Une solution partielle serait d'expliquer les abondances des éléments  $r$  en invoquant les effets cumulés avec les ejecta



d'étoiles de masses plus faibles qui évoluent en supernovæ « régulières » et en étoile à neutrons.

Quoi qu'il en soit, ce type de scénario ne peut pas expliquer la dispersion très importante des métaux légers observée aussi dans les naines du turnoff. Cayrel et al. (2004) ont d'ailleurs récemment montré que les abondances observées dans les étoiles très déficientes en métaux du halo de la Galaxie sont incompatibles avec les prédictions d'ejecta provenant d'étoiles extrêmement massives tel que d'hypernovæ (voir Umeda et Nomoto, 2002) ou les supernovæ à instabilité de paires (voir Heger et Woosley, 2002).





# Conclusion et perspectives

## 1 Principaux résultats

Pendant mon travail de thèse, j'ai eu l'occasion de déterminer les abondances d'éléments formés par capture de neutrons (le strontium, l'yttrium, le baryum et l'europium) dans des étoiles très peu évoluées de 3 amas globulaires à différentes métallicités : NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc, de métallicités respectives  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.0$ ,  $-1.5$ , et  $-0.7$ . Il s'agit en fait de la toute première détermination d'abondances de ces éléments dans un échantillon d'étoiles du turnoff et de sous-géantes d'amas. J'ai analysé 37 étoiles d'amas, auquel se sont rajoutés 25 étoiles de champ du halo. Ces données ont été obtenues au VLT avec le spectrographe échelle à haute résolution UVES dans le cadre du Large Programme ESO « Distances, Ages, and Metal Abundances in Globular Clusters » dirigé par R. G. Gratton (INAF-Observatoire de Padoue, Italie). Toutes les étoiles d'amas ont des magnitudes  $V \gtrsim 15.5$ , les plus faibles étant celles du turnoff de 47 Tuc avec des magnitudes de presque  $V \sim 17.5$ .

J'ai utilisé mes résultats pour tester diverses versions du scénario d'auto-enrichissement proposé pour la formation des amas globulaires de la Galaxie. J'ai montré que la version la plus « classique » qui avait été proposée par Truran et al. (1991) ne peut pas expliquer les rapports d'abondance observés pour les éléments formés par capture de neutrons (métaux lourds). J'ai aussi montré que des modèles plus complexes tels que ceux de Thoul et al. (2002) ou Beasley et al. (2003) ne correspondent pas aux observations. Les résultats principaux de mes travaux ont été publiés dans deux articles (James et al., 2004a,b) et peuvent être résumés ainsi :

1. Les éléments formés par capture de neutrons présents dans les étoiles peu évoluées (naines et sous-géantes) d'amas globulaires ne montrent pas de lien avec les anomalies d'abondance observées pour les métaux légers ;
2. Les amas globulaires semblent être très homogènes dans les abondances des métaux lourds, et ceci ne dépend pas du stade d'évolution des étoiles observées (autrement dit, ce point est indépendant de la position de l'étoile dans le diagramme couleur-magnitude de l'amas observé) ;
3. Les abondances des éléments formés par capture de neutrons, ainsi que les rapports d'abondance  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  et  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ou  $[\text{Y}/\text{Ba}]$ , montrent de façon très nette qu'il y a eu un enrichissement chimique progressif pour ces éléments en fonction de la métallicité des amas observés. Les éléments lourds présents dans les étoiles d'amas ne peuvent donc pas avoir été synthétisés uniquement par du processus  $r$ , il y a nécessairement eu une contribution du processus  $s$ .

En tenant compte de ces résultats, si on adopte un scénario d'auto-pollution pour expliquer les très grandes variations d'abondance des métaux légers (Ventura et al., 2001; D'Antona et al., 2002), il faudrait nécessairement que les étoiles progénitrices de type AGB ayant provoqué les anomalies d'abondances n'aient pas fabriqué assez d'éléments  $s$  pour qu'on détecte une quelconque

corrélation entre les deux phénomènes dans la génération d'étoiles d'amas observée actuellement.

## 2 Perspectives

À ce jour, il n'y a que très peu d'observations de qualité d'étoiles très peu lumineuses et très peu évoluées dans les amas globulaires galactiques. D'autres observations de ce type sont donc nécessaires pour confirmer entre autre : (1) l'homogénéité dans les abondances des métaux lourds à tous les stades d'évolution ; (2) si la dispersion du rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  parmi les amas globulaires les plus déficients en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ) bien réelle. Il faudrait aussi que les nouveaux modèles développés le soient non seulement dans le but d'expliquer la formation des amas ou les anomalies d'abondance dans les métaux légers, mais aussi dans l'idée de faire des prédictions sur les abondances des éléments lourds.

De nouveaux instruments comme FLAMES (GIRAFFE+UVES) au VLT vont permettre de mieux étudier la dispersion d'abondance notamment dans les étoiles géantes d'amas globulaires. En effet, le spectrographe multi-objets GIRAFFE équipant FLAMES permet d'observer plus de 100 étoiles d'un même amas en une seule pose, ce qui devrait très vite améliorer la statistique des observations dans les amas (jusqu'à présent, rares sont les amas dans lesquels on avait des échantillons ne serait-ce que de 10 étoiles!). Je fais d'ores et déjà partie d'un programme d'observation intensif (PI : Eugenio Carretta, INAF-Observatoire astronomique de Bologne, Italie) dont le but est l'analyse d'étoiles de 16 amas globulaires de la Galaxie. La résolution de GIRAFFE est inférieure à celle d'UVES, mais la qualité des spectres (rapport  $S/B$ ) que nous obtenons est tout de même supérieure à celle des spectres de naines et de sous-géantes que j'ai étudié pendant ma thèse car ce nouveau programme vise uniquement des étoiles géantes dans les amas. FLAMES permet aussi de diriger des fibres vers UVES et d'acquérir donc des spectres à une résolution bien meilleure, ce qui permettra d'obtenir des échantillons d'une dizaine d'étoiles par amas à très haut rapport  $S/B$  et à très haute résolution. À ce jour, plus de 100 heures d'observations ont déjà été réalisées et l'analyse des données a déjà commencé pour les 2 premiers amas observés.



## Annexe A

### Liste de raies des éléments lourds

Élément	Z	$\lambda$ (Å)	$\chi$ (eV)	$\log(gf)$	Réf.
Sr II	38	4077.71	0.00	+0.17	S96
		4215.52	0.00	-0.17	S03
Y II	39	3549.01	0.13	-0.28	S03
		3600.74	0.18	+0.28	S03
		3611.04	0.13	+0.01	S03
		3774.33	0.13	+0.22	S03
		3788.70	0.10	-0.07	S96
		3950.36	0.10	-0.49	S96
		4398.01	0.13	-1.00	S96
Ba II	56	4554.03	0.00	+0.170	S03
		5853.69	0.60	-1.010	S03
		6141.73	0.70	-0.077	S03
		6496.91	0.60	-0.380	S03
Eu II	63	4129.72	0.00	+0.22	S03
		4205.04	0.00	+0.21	S03

S96 : Sneden et al. (1996) ; S03 : Sneden et al. (2003).

TAB. A.1 – Liste de raies pour les éléments lourds.





# Annexe B

## Structure hyperfine

### B.1 Rappels

La structure hyperfine des raies spectrales résulte de l'interaction dipolaire magnétique entre le moment cinétique de spin d'un noyau  $\vec{I}$  et le moment cinétique électronique total  $\vec{J}$  des électrons. Elle a pour effet principal de désaturer les raies fortes, d'où son importance dans la plupart des calculs d'abondance sur de telles raies. Pour des raies faibles, la séparation en structure hyperfine change uniquement le profil des raies sans en changer la largeur équivalente totale. Dans le cas de raies très fortes, l'effet de la structure hyperfine est aussi diminué car toutes les composantes hyperfines sont aussi complètement saturées.

On peut obtenir la longueur d'onde des composantes de structure hyperfine en utilisant les équations B.1 et B.2 ci-dessous :

$$\Delta E = \frac{1}{2} AC + B \frac{3C(C+1) - 4J(J+1)I(I+1)}{8I(2I-1)(2J-1)} \quad (\text{B.1})$$

avec :

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1) \quad (\text{B.2})$$

où le nombre quantique  $F$  prend les valeurs de  $I+J$  à  $|I-J|$ , ce qui donne donc  $(2J+1)$  niveaux quand  $I \geq J$ , ou  $(2I+1)$  niveaux si  $I \leq J$ . Les transitions permises entre deux niveaux sont celles pour lesquelles  $\Delta F = 0, \pm 1$ , et la transition  $0 \rightarrow 0$  est interdite. Les constantes A et B sont prises dans la littérature, ainsi que les valeurs des des nombres quantiques  $I$  et  $J$  suivant l'atome considérée (références dans McWilliam et al., 1995; McWilliam, 1998; Lawler et al., 2001).

### B.2 Exemple du Baryum

Il s'agit ici uniquement de préciser comment obtenir les  $\log(gf)_i$  pour les différentes composantes de la structure hyperfine du baryum d'après le tableau 1 « Ba II HFS Line List » de McWilliam (1998) :

$$gf_{i,j} = gf \times \% (i) \times \text{force}(\lambda, j) \quad \implies \quad \log(gf_{i,j}) = \log_{10}(gf_{i,j})$$

avec :

$\% (i)$  : pourcentage associé à l'isotope  ${}^i\text{Ba}$  dans un mélange  $r/s$  donné (avec  $i = 134, 135, 136, 137$  et/ou  $138$ );

force( $\lambda, j$ ) : force de la  $j^{\text{ème}}$  composante de structure hyperfine de l'isotope considéré dans la raie de longueur d'onde centrale  $\lambda$ .

Pour le Ba II, les raies possédant une structure hyperfine sont :  $\lambda = 4130.7, 4554.0, 4934.1, 5853.7$  et  $6141.7 \text{ \AA}$ . On notera que la raie du Ba II à  $6496.9 \text{ \AA}$  ne possède pas de structure hyperfine. Les tableaux B.1, B.2 et B.3 ci-dessous reprennent les données du tableau 1 de l'article de McWilliam (1998) pour les raies détectées dans nos spectres d'étoiles d'amas et d'étoiles de champ. J'ai ajouté à titre d'exemple les  $\log(gf)$  dans le cas d'un mélange isotopique avec 100% de processus  $r$ . Notons que dans ce cas, la contribution des isotopes  $^{134}\text{Ba}$  et  $^{136}\text{Ba}$  est nulle car ceux-ci ne peuvent pas être produits par le processus  $r$  à cause de la formation des noyaux stables  $^{134}\text{Xe}$  et  $^{136}\text{Xe}$ .

Isotope	$\lambda$ (Å)	force	$\log(gf)$ , 100% de $r$
Ba II ( $\lambda 4554.00$ ) : $\chi = 0.000 \text{ eV}$ , $\log(gf) = +0.17$			
$^{134}\text{Ba}$	4554.000	1.0000	...
$^{135}\text{Ba}$	4553.969	0.1562	-1.034
	4553.970	0.1562	-1.034
	4553.971	0.0625	-1.432
	4554.017	0.4375	-0.587
	4554.020	0.1562	-1.034
	4554.021	0.0313	-1.732
$^{136}\text{Ba}$	4554.000	1.0000	...
$^{137}\text{Ba}$	4553.965	0.1562	-1.131
	4553.967	0.1562	-1.131
	4553.968	0.0625	-1.529
	4554.020	0.4375	-0.684
	4554.022	0.1562	-1.131
	4554.023	0.0313	-1.829
$^{138}\text{Ba}$	4554.000	1.0000	-0.383

TAB. B.1 – Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 4554.0$ ), d'après McWilliam (1998).



Isotope	$\lambda$ (Å)	force	$\log(gf)$ , 100% de $r$
Ba II ( $\lambda 5853.70$ ) : $\chi = 0.604$ eV, $\log(gf) = -1.01$			
<sup>134</sup> Ba	5853.700	1.0000	...
<sup>135</sup> Ba	5853.697	0.0875	-2.466
	5853.698	0.1000	-2.408
	5853.699	0.0625	-2.612
	5853.700	0.0250	-3.010
	5853.700	0.1250	-2.311
	5853.700	0.3500	-1.864
	5853.701	0.0625	-2.612
	5853.703	0.1000	-2.408
	5853.704	0.0875	-2.466
<sup>136</sup> Ba	5853.700	1.0000	...
<sup>137</sup> Ba	5853.696	0.0875	-2.563
	5853.697	0.1000	-2.505
	5853.699	0.0625	-2.709
	5853.700	0.0250	-3.107
	5853.700	0.1250	-2.408
	5853.700	0.3500	-1.961
	5853.702	0.0625	-2.709
	5853.703	0.1000	-2.505
	5853.704	0.0875	-2.563
<sup>138</sup> Ba	5853.700	1.0000	-1.563

TAB. B.2 – Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 5853.7$ ), d'après McWilliam (1998).

Isotope	$\lambda$ (Å)	force	$\log(gf)$ , 100% de $r$
Ba II ( $\lambda 6141.70$ ) : $\chi = 0.704$ eV, $\log(gf) = -0.07$			
<sup>134</sup> Ba	6141.700	1.0000	...
<sup>135</sup> Ba	6141.695	0.0042	-2.845
	6141.697	0.0583	-1.702
	6141.698	0.0063	-2.669
	6141.699	0.3750	-0.894
	6141.699	0.0729	-1.605
	6141.701	0.0563	-1.717
	6141.701	0.2333	-1.100
	6141.702	0.0625	-1.672
	6141.702	0.1312	-1.350
<sup>136</sup> Ba	6141.700	1.0000	...
<sup>137</sup> Ba	6141.703	0.0625	-1.769
	6141.701	0.0563	-1.814
	6141.698	0.0063	-2.765
	6141.702	0.1312	-1.447
	6141.699	0.0729	-1.702
	6141.695	0.0042	-2.942
	6141.701	0.2333	-1.197
	6141.697	0.0583	-1.799
	6141.699	0.3750	-0.991
<sup>138</sup> Ba	6141.700	1.0000	-0.623

TAB. B.3 – Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ), d'après McWilliam (1998).



## B.3 Raie d'Eu II à 4129.7 Å

Isotope	$\lambda$ (Å)	$\chi$ (eV)	$\log(gf)$ (mélange solaire)
<sup>151</sup> Eu	4129.600	0.000	-1.512
	4129.604	0.000	-1.035
	4129.617	0.000	-1.316
	4129.622	0.000	-0.977
	4129.626	0.000	-1.512
	4129.642	0.000	-1.257
	4129.648	0.000	-0.847
	4129.653	0.000	-1.316
	4129.675	0.000	-1.294
	4129.682	0.000	-0.696
	4129.688	0.000	-1.257
	4129.717	0.000	-1.480
	4129.724	0.000	-0.545
	4129.730	0.000	-1.294
	4129.774	0.000	-0.401
	4129.781	0.000	-1.480
<sup>153</sup> Eu	4129.681	0.000	-1.512
	4129.684	0.000	-1.035
	4129.687	0.000	-1.316
	4129.691	0.000	-0.977
	4129.694	0.000	-1.512
	4129.698	0.000	-1.257
	4129.701	0.000	-0.847
	4129.704	0.000	-1.316
	4129.713	0.000	-1.294
	4129.715	0.000	-0.696
	4129.719	0.000	-1.257
	4129.733	0.000	-1.480
	4129.734	0.000	-0.545
	4129.737	0.000	-1.294
	4129.758	0.000	-0.401
	4129.760	0.000	-1.480

TAB. B.4 – Structure hyperfine de la raie d'Eu II ( $\lambda$ 4129.7), d'après Lawler et al. (2001).





# Annexe C

## Calcul de rapports d'abondance pour le processus $r$

### Sommaire

---

C.1 Rapport $[A/B]_r$ ou $[A_{(r+w)}/B_{(r)}]?$ . . . . .	107
C.2 Rapport $[Ba/Eu]_r$ . . . . .	108
C.3 Rapports $[Sr/Ba]_r$ et $[Sr_{(r+w)}/Ba_{(r)}]$ . . . . .	108
C.4 Rapports $[Y/Ba]_r$ et $[Y_{(r+w)}/Ba_{(r)}]$ . . . . .	109

---

### C.1 Rapport $[A/B]_r$ ou $[A_{(r+w)}/B_{(r)}]?$

Soient A et B deux éléments lourds produits par capture de neutrons. Le rapport  $[X/Y]_r$  correspond à leur rapport solaire ramené uniquement à la composante du processus  $r$ . Il est donné par :

$$[A/B]_r = \log(A/B)_r - \log(A/B)_\odot \quad (C.1)$$

La plupart des éléments lourds peuvent être fabriqués à la fois par processus  $r$  ou  $s$ . Ils sont cependant tous produits en priorité par l'un ou l'autre de ces processus. Il est donc intéressant de faire le rapport de l'abondance de deux éléments produits a priori par des processus différents afin d'établir lequel des processus de nucléosynthèse est prédominant dans le cas étudié. Pour le cas des étoiles déficientes en métaux, on va donc par exemple comparer un rapport d'abondance  $[A/B]$  à la valeur  $[A/B]_r$  obtenue uniquement pour le processus  $r$  dans le Soleil.

Parmi les métaux lourds les plus légers ( $30 < Z < 56$ ), on peut distinguer au moins un autre mécanisme de production intervenant à métallicité intermédiaire ( $-2.0 \lesssim [Fe/H] \lesssim -1.0$ ) et que l'on qualifie de processus *weak s*. Le tableau C.1 nous indique la fraction de la contribution de la composante *main s* à la valeur solaire totale. Le pourcentage restant regroupe donc le processus  $r$ , mais aussi la contribution *weak s* dans le cas des métaux à  $Z < 56$ . Pour avoir le rapport  $[A/B]_r$  dans le cas de deux éléments A ( $30 < Z < 56$ ) et B ( $Z \geq 56$ ), il faudra penser à enlever la contribution *weak s* de la dernière ligne du tableau précédent. Par contre, le rapport  $[C/D]_r$  de deux éléments C et D dont le numéro atomique est tel que  $Z \geq 56$  se calcule directement à partir du tableau C.1. Les sections suivantes vont illustrer le cas des rapports obtenus pour les éléments Sr, Y, Ba et Eu et que j'ai utilisés dans ma thèse.

Élément	Fe	Sr <sub>II</sub>	Y <sub>II</sub>	Ba <sub>II</sub>	Eu <sub>II</sub>
$Z$	26	38	39	56	63
$\log \epsilon(X)_{\odot}$	7.48	2.90	2.24	2.13	0.51
composante <i>main s</i>	...	0.85	0.92	0.81	0.058
composante $r$ (+ <i>weak s</i> )	...	0.15	0.08	0.19	0.942

TAB. C.1 – Abondances et fractions  $r$  et  $s$  solaires, d'après Grevesse et Sauval (2000) et Arlandini et al. (1999). La dernière ligne donne la fraction qui n'est pas du pur processus *main s* dans le Soleil. Pour les éléments les plus lourds ( $Z \geq 56$ ), il s'agit donc uniquement de la fraction  $r$ , mais pour les éléments plus légers ( $30 < Z < 56$ ), cette fraction comprend la fraction  $r$  et la fraction de processus *weak s*.

## C.2 Rapport $[\text{Ba}/\text{Eu}]_r$

Dans ce cas, le calcul est assez simple car le baryum et l'euporium sont des éléments fabriqués uniquement par les processus  $r$  et  $s$  classiques (composantes *main*). On n'a donc pas besoin d'éliminer une quelconque fraction de processus *weak s* des valeurs lues dans le tableau C.1. On a donc d'après l'équation (C.1) :

$$[\text{Ba}/\text{Eu}]_r = \log (\text{Ba}/\text{Eu})_r - \log (\text{Ba}/\text{Eu})_{\odot}$$

Il faut donc calculer les nombres d'atomes de Ba et d'Eu produits uniquement par processus  $r$  :

$$N_{\text{Ba}(r)} = 0.19 \times 10^{2.13} \quad \text{et} \quad N_{\text{Eu}(r)} = 0.942 \times 10^{0.51} \quad \implies \quad \log (\text{Ba}/\text{Eu})_r = 0.92$$

Or, dans le Soleil nous avons :  $\log (\text{Ba}/\text{Eu})_{\odot} = 2.13 - 0.51 = 1.62$ , ce qui abouti finalement au rapport :

$$\boxed{[\text{Ba}/\text{Eu}]_r = -0.70} \tag{C.2}$$

## C.3 Rapports $[\text{Sr}/\text{Ba}]_r$ et $[\text{Sr}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}]$

Contrairement au Ba qui est principalement produit par la composante *main* du processus  $s$ , le Sr peut être produit aussi par le processus *weak s* (parfois même jusqu'à 20 %). Si on reprend le même calcul que celui pour le rapport  $[\text{Ba}/\text{Eu}]_r$ , on va trouver un rapport incluant la composante *weak s* (notée  $w$ ) et qui n'est donc pas exactement ce que nous cherchons, à savoir le rapport de production par processus  $r$  uniquement :

$$[\text{Sr}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}] = \log (\text{Sr}_{(r+w)}/\text{Ba}_{(r)}) - \log (\text{Sr}/\text{Ba})_{\odot}$$

Au lieu de :

$$[\text{Sr}/\text{Ba}]_r = \log (\text{Sr}/\text{Ba})_r - \log (\text{Sr}/\text{Ba})_{\odot}$$

Il faut donc enlever cette contribution *weak s* à la fraction  $r + w$  pour obtenir du processus  $r$  uniquement. D'après Mashonkina et Gehren (2001) on peut utiliser un rapport 3/2 entre la composante *weak s* et la composante du processus  $r$  (voir aussi Beer et al., 1992; Arlandini et al., 1999). Donc, dans les 15 % de Sr non-produits par processus *main s*, on a :

$$\frac{w}{r} = \frac{3}{2} \equiv 0.15 \quad \implies \quad r \equiv 0.06$$



Ce qui nous donne :

$$N_{Sr_{(r)}} = 0.06 \times 10^{2.90} \quad \Rightarrow \quad \log (Sr/Ba)_r = 0.27$$

Dans le Soleil, nous avons :  $\log (Sr/Ba)_\odot = 2.90 - 2.13 = 0.77$ , d'où le rapport souhaité de :

$$\boxed{[Sr/Ba]_r = -0.50} \quad (C.3)$$

Si toutefois le calcul est directement mené comme dans le cas du rapport  $[Ba/Eu]_r$ , on trouve alors :

$$N_{Sr_{(r+w)}} = 0.15 \times 10^{2.90} \quad \Rightarrow \quad \log (Sr_{(r+w)}/Ba_{(r)}) = 0.67$$

D'où :

$$\boxed{[Sr_{(r+w)}/Ba_{(r)}] = -0.10} \quad (C.4)$$

## C.4 Rapports $[Y/Ba]_r$ et $[Y_{(r+w)}/Ba_{(r)}]$

De la même façon que le strontium, l'yttrium peut aussi être fabriqué par processus *weak s*. Si on utilise le même rapport 3/2 que précédemment pour la fraction de production par processus *weak s* par rapport à la production par processus *r*, on trouve :

$$N_{Y_{(r)}} = 0.032 \times 10^{2.24} \quad \Rightarrow \quad \log (Y/Ba)_r = -0.66$$

La valeur solaire totale étant de :  $\log (Y/Ba)_\odot = 2.24 - 2.13 = 0.11$ , le rapport pur *r* est de :

$$\boxed{[Y/Ba]_r = -0.77} \quad (C.5)$$

Si on tient compte du processus *weak s*, on a :

$$N_{Y_{(r+w)}} = 0.08 \times 10^{2.24} \quad \Rightarrow \quad \log (Y_{(r+w)}/Ba_{(r)}) = -0.27$$

D'où :

$$\boxed{[Y_{(r+w)}/Ba_{(r)}] = -0.38} \quad (C.6)$$

Bien entendu, ces valeurs dépendent entièrement des modèles qui estiment la production des éléments par processus *weak s* et on peut donc trouver des valeurs assez variables. Les valeurs utilisées dans ma thèse sont donc purement indicative d'une contribution autre que celle du pur processus *r* à la synthèse des éléments lourds dans les amas globulaires ou dans les étoiles de champ du halo à des métallicités intermédiaires.





## Annexe D

# Éléments lourds dans des étoiles du turnoff et des sous-géantes de NGC 6752

**Résumé.** Des spectres à haute résolution ( $R \gtrsim 40\,000$ ) ont été acquis avec UVES sur le VLT-Kueyen (UT2) pour 9 étoiles naines du turnoff et 9 sous-géantes dans l'amas globulaire NGC 6752. Ces données ont été utilisées pour déterminer les abondances de quelques éléments lourds (strontium, yttrium, baryum et europium). Cet article présente pour la première fois des résultats précis concernant les éléments lourds dans cet amas globulaire. Nous n'avons pas trouvé d'effet systématique entre les abondances déterminées dans les étoiles du turnoff, les sous-géantes et les géantes. Dans notre échantillon, nous avons obtenu les abondances moyennes suivantes pour ces éléments (étoiles du turnoff et sous-géantes) :  $[\text{Sr}/\text{Fe}] = 0.06 \pm 0.16$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}] = -0.01 \pm 0.12$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = 0.18 \pm 0.11$  et  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 0.41 \pm 0.09$ . La dispersion dans les rapports d'abondance des différents éléments est faible et peut être totalement expliquée par les erreurs commises lors de cette détermination. Ces rapports sont en accord avec les valeurs trouvées dans les étoiles de champ du halo à des métallicités comparables. Nous n'avons pas observé de corrélation entre les abondances d'éléments produits par capture neutronique et les variations d'abondance d'O ou de Na d'une étoile à l'autre. Les rapports  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  et  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  indiquent clairement que cet amas globulaire a été enrichi de manière uniforme par les processus de synthèse  $r$  et  $s$ .

Heavy elements abundances in turn-off stars  
and early subgiants in NGC 6752<sup>\*</sup>G. James<sup>1</sup>, P. François<sup>1</sup>, P. Bonifacio<sup>2</sup>, A. Bragaglia<sup>3</sup>, E. Carretta<sup>4</sup>, M. Centurió<sup>2</sup>, G. Clementini<sup>3</sup>, S. Desidera<sup>5,6</sup>,  
R. G. Gratton<sup>4</sup>, F. Grundahl<sup>7</sup>, S. Lucatello<sup>4,6</sup>, P. Molaro<sup>2</sup>, L. Pasquini<sup>8</sup>, C. Sneden<sup>9</sup>, and F. Spite<sup>1</sup><sup>1</sup> Observatoire de Paris – GEPI, 61 avenue de l’Observatoire, 75014 Paris, France<sup>2</sup> Osservatorio Astronomico di Trieste, via G. B. Tiepolo 11, 34131 Trieste, Italy<sup>3</sup> Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy<sup>4</sup> Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy<sup>5</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Piazza Torricelli 2, 56100 Pisa, Italy<sup>6</sup> Dipartimento di Astronomia, Università di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 2, 35122 Padova, Italy<sup>7</sup> Department of Astronomy, University of Aarhus, Bygning 520, 8000 Aarhus C, Denmark<sup>8</sup> European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany<sup>9</sup> Department of Astronomy, University of Texas at Austin, RLM 15.308, C-1400, Austin, TX, USA

Received 26 June 2003 / Accepted 28 October 2003

**Abstract.** High resolution spectra ( $R \geq 40000$ ) for 9 main sequence turn-off stars and 9 subgiants in the globular cluster NGC 6752 were acquired with UVES on the VLT-Kueyen (UT2). These data have been used to determine the abundances of some heavy elements (strontium, yttrium, barium and europium). This paper presents for the first time accurate results for heavy elements in this globular cluster. We did not find any systematic effect between the abundances found in turn-off stars, subgiants, and giants. We obtain the following mean abundances for these elements in our sample (turn-off stars and subgiants):  $[\text{Sr}/\text{Fe}] = 0.06 \pm 0.16$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}] = -0.01 \pm 0.12$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = 0.18 \pm 0.11$ , and  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 0.41 \pm 0.09$ . The dispersion in the abundance ratios of the different elements is low and can be totally explained by uncertainties in their derivation. These ratios are in agreement with the values found in field halo stars with the same metallicity. We did not observe any correlation between the  $[\text{n-capture}/\text{Fe}]$  ratios and the star-to-star variations of the O and Na abundances. The  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratios show clearly that this globular cluster has also been uniformly enriched by r- and s-process synthesis.

**Key words.** stars: abundances – Galaxy: globular clusters: individual: NGC 6752

## 1. Introduction

Spectroscopic observations of globular cluster stars can provide many clues to understand the formation and evolution of the early Galaxy. As they are among the oldest stellar objects known, they can be used as natural laboratories for testing the theory of stellar evolution.

In a given Galactic globular cluster, stars are commonly accepted to have all about the same age and at least the same metallicity. But if there doesn’t seem to be evidence yet for any kind of age variation among stars in a single cluster, small scatters in their individual abundances have already been found, thus leading to the question of the primordial or evolutionary origin of these scatters. Most globular clusters (GCs) seem to have a rather homogeneous iron abundance, but there is evidence of a few clusters with star-to-star variations in the

abundances of iron-peak elements (e.g.  $\omega$  Cen). Further striking star-to-star variations are also seen in the abundance patterns of other elements (e.g. CH and CN bands, Al, Na, and Mg variations, and Al–O or O–Na anticorrelations). The detection of heavier elements and the study of their abundance patterns can be used as a tool to understand the origin of the chemical enrichment of a globular cluster. Especially, a comparison of the abundances of neutron-capture elements (roughly  $A > 60$ ) can be very helpful to distinguish which chemical enrichment scenario has more probably taken place among the cluster stars, depending on the relative fraction of elements produced by the r- or the s-process. As almost every globular cluster chemical analysis up to now has only been done on giant stars, it is therefore also significant to investigate the possible inhomogeneity of the abundances in the different evolutionary sequences of a globular cluster.

This work is part of the ESO-Large Program 165.L-0263 (PI: R. G. Gratton), which is dedicated to the analysis of high-resolution spectra ( $R \geq 40000$ ) of a large sample of dwarfs near the turn-off and early subgiants at the base of the red

Send offprint requests to: G. James,  
e-mail: Gae1.James@obspm.fr

<sup>\*</sup> Based on observations made with the ESO VLT-UT2 at the Paranal Observatory, Chile (ESO-LP 165.L-0263).



giant branch (RGB) in at least three globular clusters (47 Tuc, NGC 6397 and NGC 6752). The first results of this program (Gratton et al. 2001) already showed clearly – and for the first time – the O–Na anticorrelation among turn-off stars and early subgiants in NGC 6752, ruling out the hypothesis of mixing as being the origin of these anomalies. A more recent work has been done by Bonifacio et al. (2002) on the lithium content of NGC 6397, its possible primordial origin in this cluster, and its influence on the standard big-bang model.

Previous precise abundance determinations in globular clusters have only been done for bright giant stars ( $V \sim 11$ – $12$ ), and the few attempts to derive abundances in fainter or less evolved stars (e.g. Boesgaard et al. 1998; King et al. 1998) obtained only very low  $S/N$  spectra, and thus not really reliable measurements of the n-capture elements. UVES, the echelle-spectrograph at the VLT-UT2 (Kueyen), is one of the few instruments able to obtain spectra with higher  $S/N$  values for such faint stars ( $V \sim 16$ – $17$ ), which allows to measure accurate abundances also for heavy elements.

Concerning the cluster NGC 6752, there are only a few references about abundance determinations, most of them being metallicity (in this case, iron abundances) determinations (Zinn & West 1984; Minniti et al. 1993; Carretta & Gratton 1997), and some others being abundance analyses including several other elements (Norris & Da Costa 1995; Grundahl et al. 2002; Yong et al. 2003). All these studies have been done on bright giant stars, and the only few results on heavy elements are reported in the paper of Norris & Da Costa (1995).

In this paper, we present for the first time accurate results for abundances of several heavy elements (Sr, Y, Ba, and Eu) in turn-off stars and early subgiants (at the base of the RGB) in a globular cluster, NGC 6752.

## 2. Observations

The observations were carried out in several runs at the Kueyen (VLT-UT2) Telescope with the UVES high-resolution echelle spectrograph in June and September 2000, and they have already been described by Gratton et al. (2001). For the cluster NGC 6752, data have been obtained for 9 dwarfs around the turn-off (TO) point, and 9 subgiants at the base of the RGB.

The observed stars are listed in Table 1. Star identifications and photometry are from Grundahl et al. (2000). Exposure times range from about 1 hour for the brightest subgiants to about 4 hours (split in 3 to 4 exposures) for the faintest turn-off stars. The observations were done with the UVES Dichroic #2 mode, which allows to cover a wide spectral range (350–470 nm for the blue spectra, and 570–870 nm for the red ones). The resolution ( $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ ) is always over 40 000, depending mainly on the slit width (see Gratton et al. 2001).

In Table 1, we give  $S/N$  ratios per pixel around 450 and 650 nm (there are  $\sim 5$  pixels per resolution element), near the observed lines of strontium, yttrium, barium, and europium (Sr II: 407.77 and 421.55 nm; Y II: 395.03 and 439.80 nm; Ba II: 455.40, 585.37, 614.17 and 649.69 nm; Eu II: 412.97 and 420.50 nm).  $S/N$  ratios range from  $\sim 15$  in the worst cases of the blue spectra (for the turn-off star #4661), to  $\sim 65$  in the red spectra (subgiant #1400, and turn-off star #4907). Figure 1 shows

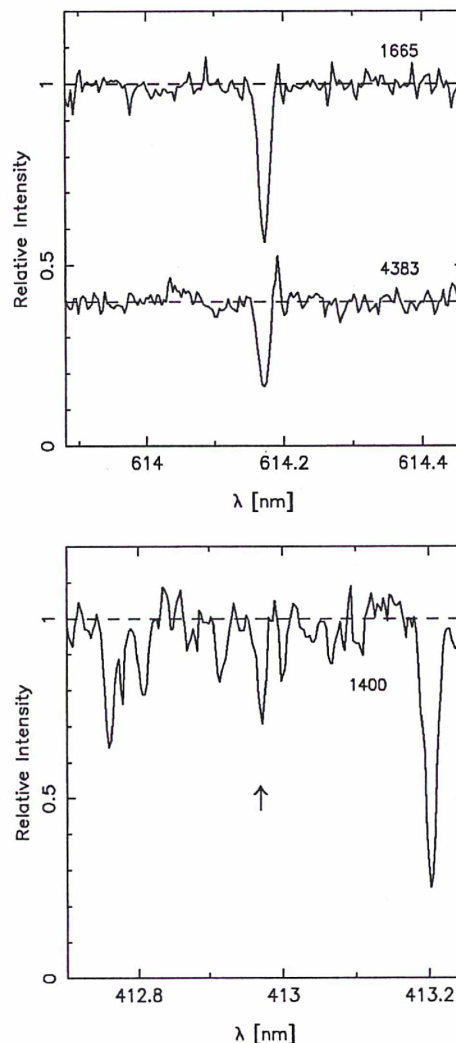


Fig. 1. *Top*: UVES (VLT-UT2) normalized spectra of NGC 6752 stars #1665 (subgiant) and #4383 (dwarf), centered on the Ba II (614.17 nm) line, showing a direct comparison of the strength of the lines between subgiants and dwarfs in the cluster. The spectrum of star #4383 has been offsetted to avoid overlap. *Bottom*: spectral region of star #1400 (subgiant), centered on the Eu II (412.97 nm) line.

typical examples of our spectra in the regions of the Ba II line at 614.17 nm, and the Eu II line at 412.97 nm.

## 3. Abundance analysis

### 3.1. Model atmospheres and stellar parameters

The adopted model atmospheres (OSMARCS, LTE) have been computed using the grid defined by Edvardsson et al. (1993), with an updated version of the MARCS code of Gustafsson et al. (1975) with improved UV-line blanketing (see also

Table 1. Data for our NGC 6752 Stars. Star identifications and photometry are from Grundahl et al. (2000).

Star #	V	b - y	S/N @450 nm	S/N @650 nm	[Fe/H]	[Sr/Fe]	[Y/Fe]	[Ba/Fe]	[Eu/Fe]
Subgiants ( $T_{\text{eff}} = 5347$ K; $\log g = 3.54$ ; $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.50$ ; $\xi = 1.1$ km s $^{-1}$ )									
1400	15.89	0.50	49	65	-1.40	-0.12	0.00	0.10	0.37
1406	15.90	0.48	54	58	-1.47	0.03	-0.02	0.20	0.42
1445	15.89	0.50	36	57	-1.56	0.00	-0.09	0.33	0.51
1460	15.94	0.47	35	58	-1.42	-0.04	-0.23	0.20	0.31
1461	15.95	0.49	26	44	-1.40	-0.07	-0.10	0.23	0.25
1481	15.95	0.46	42	62	-1.52	0.13	0.00	0.30	0.46
1563	16.03	0.47	33	52	-1.60	0.06	0.22	0.36	0.54
1665	16.04	0.48	30	47	-1.50	0.07	0.03	0.27	0.36
202063	15.94	0.47	27	50	-1.55	-0.11	0.13	0.23	0.40
< mean >					-1.49	-0.01	-0.01	0.25	0.40
$\sigma$ (std. dev.)					0.07	0.09	0.13	0.08	0.09
Dwarfs ( $T_{\text{eff}} = 6226$ K; $\log g = 4.28$ ; $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.50$ ; $\xi = 0.7$ km s $^{-1}$ )									
4341	17.15	0.35	20	44	-1.48	-0.07	-0.13	0.05	<0.52
4383	17.11	0.36	39	59	-1.45	0.11	0.00	0.14	<0.44
4428	17.14	0.37	42	61	-1.59	0.30	<0.00	0.20	<0.63
4458	17.16	0.34	24	45	-1.50	-0.19	<0.03	0.15	<0.62
4661	17.22	0.34	16	26	-1.42	0.28	<0.12	-0.01	<0.67
4907	17.20	0.35	52	66	-1.52	0.29	0.09	0.18	0.53
5048	17.28	0.35	36	62	-1.47	0.27	0.07	0.14	0.41
200613	17.20	0.38	19	34	-1.35	0.19	-0.19	-0.03	<0.44
202316	17.28	0.35	35	51	-1.53	-0.06	0.01	0.21	<0.47
< mean >					-1.48	0.12	-0.03	0.11	0.47
$\sigma$ (std. dev.)					0.07	0.19	0.11	0.09	0.08

Edvardsson et al. 1994). In these computations, we used the solar abundances of Grevesse & Sauval (2000).

Our sample stars near the turn-off are all very close to each other in the Strömgren color-magnitude diagram of NGC 6752, and so are also the sample stars at the base of the RGB. All the stars in each one of these two sets of data have consequently very similar stellar parameters: effective temperatures ( $T_{\text{eff}}$ ), surface gravities ( $\log g$ ), and microturbulent velocities ( $\xi$ ). Gratton et al. (2001) already showed clearly that we could use two sets of mean atmospheric parameters: one for the TO stars, and another one for the subgiants. In the present work, we used these mean parameters, and adapted them to fit the data with our models.

To check the parameters given by Gratton et al. (2001), we first used two spectra: the average of the 9 TO stars, and the average of the 9 subgiants. The  $S/N$  ratios (per pixel) of these summed spectra are much higher than those of the single spectra ( $\sim 60$  and  $\sim 80$  for the blue TO and subgiants average spectra around 450 nm;  $\sim 100$  and  $\sim 140$  for the red TO and subgiants average spectra near 650 nm; see Table 1 for the individual  $S/N$  ratios), which allows an accurate equivalent width measurement of many reliable Fe I and Fe II lines.

Gratton et al. (2001) obtained their effective temperatures using Strömgren photometry from Grundahl et al. (2000), and

by fitting the wings of the  $H_\alpha$  profiles of the spectra. They compared the resulting effective temperatures to a calibration based on the work of Alonso et al. (1996) for MS-stars. In this work, the effective temperature for our two resulting spectra was checked by assuming that there is no trend between the Fe I equivalent widths and the excitation potentials, and by fitting the wings of the  $H_\alpha$  profile of the spectra. We also checked the gravities and microturbulent velocities by comparing theoretical curves of growth with observational curves of growth. The gravities were verified with the ionization equilibrium of Fe I and Fe II, and the microturbulent velocities were checked imposing the Fe I abundances to be independent of the equivalent width of the lines. Finally, we found that the parameters used by Gratton et al. (2001) were compatible with these verifications within the error bars given in that paper.

These sets of parameters were then used to recompute the Fe abundance<sup>1</sup> with our OSMARCS code, and we found  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.50$ , which we finally used as input parameter in our detailed computations.

<sup>1</sup> We adopt here the usual spectroscopic notations that  $[A/B] \equiv \log_{10}(N_A/N_B) - \log_{10}(N_A/N_B)_\odot$ , and that  $\log \epsilon(A) \equiv \log_{10}(N_A/N_H) + 12.0$ , for elements A and B. We assume also that metallicity is equivalent to the stellar  $[\text{Fe}/\text{H}]$  value.



As a next step, we checked for each single star that these parameters were giving coherent results by computing the abundances of up to ~30 lines of Fe I and Fe II weaker than 100 mÅ. At last, we adopted the following two sets of parameters:  $\{T_{\text{eff}} = 5347 \text{ K}; \log g = 3.54; [\text{Fe}/\text{H}] = -1.50; \xi = 1.1 \text{ km s}^{-1}\}$  for the subgiants, and  $\{T_{\text{eff}} = 6226 \text{ K}; \log g = 4.28; [\text{Fe}/\text{H}] = -1.50; \xi = 0.7 \text{ km s}^{-1}\}$  for the turn-off stars (see Table 1).

### 3.2. Iron abundances

For iron lines, we deduced abundances from equivalent width measurements made with an automatic line fitting procedure based on the algorithms of Charbonneau (1995), which perform both line detection and Gaussian fits of unblended lines. Although many more lines are visible on the spectra, we made a selection of 30–40 (depending on the quality of the spectra) unblended Fe I lines with equivalent widths lower than 100 mÅ, and we kept all the detected unblended Fe II lines. The results for individual stars are listed in Table 1. The iron abundances are the average of the Fe I and Fe II abundances.

Previous iron abundance determinations have already been done for this cluster. For bright giant stars, Zinn & West (1984), Minniti et al. (1993), and Norris & Da Costa (1995) found respectively  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.54$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.58$  (3 stars), and  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.54$  (6 stars), while Carretta & Gratton (1997) found a higher value for their 4 observed giants ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.42$ ). Gratton et al. (2001) confirm this metallicity for our sample ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.42$ ). More recently, Grundahl et al. (2002) and Yong et al. (2003) published a metallicity of  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.62$ , respectively for 21 RGB bump stars, and 20 bright giant stars in this cluster. The average value of  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.49 \pm 0.07$  (standard deviation around the mean value, see Table 1) for our whole sample is fully compatible with all these previous values within the errors that could have been made on our atmospheric parameters (see Sect. 3.4 hereafter).

The differences in iron abundance between the different previous analyses on this cluster have been discussed by Kraft & Ivans (2003) and seem to be due mainly to differences in the adopted models (MARCS, Kurucz...). And more precisely, concerning the slight difference (0.07 dex) of our value and the previous metallicity published by Gratton et al. (2001) from the same data, it is partly due to our different  $T(\tau)$  laws (temperature variation as a function of the optical depth), leading to a difference in the temperature at the depth of line formation, and finally to a small shift in the metallicity (we used OSMARCS models, while the previous analysis has been done using Kurucz models). Moreover, when comparing our Fe abundances with those obtained in Gratton et al. (2001), it should be noted that these last are the abundances from Fe I alone. Those obtained from Fe II lines are a bit lower ( $-1.49$  for the TO stars, and  $-1.57$  for the stars at the base of the RGB). If the same average than in the present paper is done, the difference between the two determinations would be very small ( $\sim 0.02$  dex; the exact value depends on the weights given when computing the average). However, it should also be noticed that the value used in Gratton et al. (2001) is that appropriate for the

purpose of obtaining the ages (Gratton et al. 2004) because also for the field stars we only consider Fe I.

But this is not a critical point in this work because we are presenting abundances ratios. Apart from that, we confirm the small dispersion in iron abundance: the standard deviation<sup>2</sup> for the whole sample (TO stars and subgiants) is 0.07 (we obtain 0.10 from the data published in Gratton et al. 2001).

### 3.3. Heavy elements abundances

Strontium and yttrium abundances were computed from equivalent width measurements in the same way as our iron abundances. The excitation potentials and  $\log gf$  for the Sr II and Y II lines were taken from Sneden et al. (1996). As barium and europium transitions are generally affected by hyperfine structure (hereafter hfs; e.g. see McWilliam et al. 1995; McWilliam 1998, and references therein), we computed a synthetic spectrum over several Å and compared it interactively to the observed one. We used the latest version of the synthetic spectrum codes of Spite (1967). Figure 2 shows typical comparisons between synthetic and observed spectra for the Ba II line at 614.17 nm and for the Eu II line at 412.97 nm for dwarfs and/or subgiants of our sample. The hfs parameters for the Ba II and Eu II lines have been taken respectively from McWilliam (1998) and Lawler et al. (2001).

For strontium, mean abundances were obtained from at least one line at 407.77 nm or at 421.55 nm, and in most cases from both lines. For yttrium, we could almost always detect the lines at 395.03 and 439.90 nm in the subgiants, and at least the line at 395.03 nm in the dwarfs. For barium, we had at least three lines at 455.40, 614.17 and 649.69 nm, and sometimes also a third line at 585.37 nm. In the case of europium, we usually could detect the two expected lines at 412.97 and 420.50 nm in the subgiants, but for most of the TO stars, we could only give upper limits for both lines.

The abundances of these four heavy elements are given in Table 1. We obtain the following average values (with indication of the standard deviation):  $[\text{Sr}/\text{Fe}] = 0.06 \pm 0.16$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}] = -0.01 \pm 0.12$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}] = 0.18 \pm 0.11$ , and  $[\text{Eu}/\text{Fe}] = 0.41 \pm 0.09$  for our sample stars. Figure 3 displays results for  $[\text{X}/\text{Fe}]$  as a function of  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , where X is either Sr, Y, Ba, or Eu. These abundance patterns will be discussed in the following sections (see Sect. 4.1).

Our computations have been done using LTE model atmospheres. But it is clear that NLTE can affect heavy elements, in particular Ba II and Sr II lines, for metal-poor stars in the metallicity range  $-1.90 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.20$  (e.g. Mashonkina et al. 1999). Detailed computations of the NLTE effects have been done respectively by Mashonkina et al. (1999) and Mashonkina & Gehren (2000, 2001) for Ba II, Eu II and Sr II lines. For metallicities around  $-1.50$ , in most of the cases the NLTE corrections do not exceed 0.15 dex in intensity. However, the intensity of these effects depends strongly on the observed line and on

<sup>2</sup> Here we call standard deviation the square root of the variance:  $\sigma(x_1 \dots x_N) = \sqrt{\text{Var}(x_1 \dots x_N)}$ , where the variance is given by  $\text{Var}(x_1 \dots x_N) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$ , and  $\bar{x}$  is the mean value of  $(x_1 \dots x_N)$ .

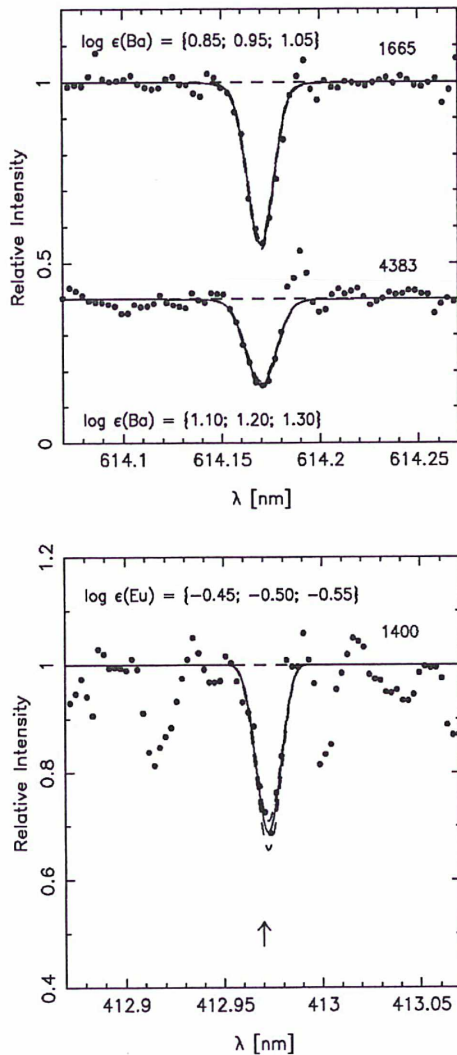


Fig. 2. *Top*: synthetic spectra obtained for the Ba II (614.17 nm) line of stars #1665 (subgiant) and #4383 (dwarf), with additional offset. *Bottom*: synthetic spectrum of the Eu II (412.97 nm) line in star #1400 (subgiant). *Dots*: observations, *lines*: synthetic spectra.

the atmospheric parameters, and since the uncertainties on our atmospheric parameters (see Sect. 3.4 and Table 2) combined with the uncertainties on the EW measurements (or on the fits for the abundances deduced from synthetic spectra) lead to total errors of  $\sim 0.15$  dex, it is not certain that there would be a significant change in the abundances of our sample.

#### 3.4. Error estimations

For the iron abundances, we assumed that the total error budget was due to random uncertainties in the measurement of

Table 2. Error estimates for the sample stars.

El.	$N^a$	$\Delta T_{\text{eff}}$ +100 K	$\Delta \log g$ +0.2 dex	$\Delta \xi$ +0.2 km s $^{-1}$	$\Delta(\text{Tot})^b$
Subgiants (e.g. #1400)					
Fe I	33	+0.09	-0.02	-0.05	0.10
Fe II	11	-0.01	+0.07	-0.05	0.09
Sr II	1	+0.04	-0.02	+0.02	0.05
Y II	2	-0.01	+0.05	-0.04	0.06
Ba II	3	+0.04	+0.01	-0.05	0.06
Eu II	2	0.00	+0.05	-0.04	0.06
Dwarfs (e.g. #4907)					
Fe I	27	+0.09	-0.04	-0.05	0.11
Fe II	8	+0.01	+0.06	-0.03	0.07
Sr II	1	+0.05	-0.04	+0.01	0.06
Y II	2	0.00	+0.06	+0.02	0.06
Ba II	3	+0.04	-0.02	-0.06	0.07
Eu II	2	0.00	+0.06	+0.03	0.07

<sup>a</sup> For Fe I, we only took into account lines with  $W_\lambda \leq 100$  mÅ.

<sup>b</sup>  $\Delta(\text{Tot}) = \Delta(T_{\text{eff}}, \log g, \xi)$  is the quadratic sum  $\sqrt{\sum \Delta^2}$  of all the individual uncertainties linked to the atmospheric parameters.

the equivalent widths, and the errors made on the stellar parameters. When  $N \geq 2$  lines of a given element (here Fe I or Fe II) are observed, the random uncertainties can be computed as the standard deviation around the mean abundance. The errors linked to the uncertainties on the stellar atmosphere parameters were estimated assuming the following variations:  $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 100$  K,  $\Delta \log g = \pm 0.2$  dex, and  $\Delta \xi = \pm 0.2$  km s $^{-1}$ .

For the heavy elements, as there are only a few lines detected per element, we only computed the errors for  $[X/\text{Fe}]$  due to the uncertainties in our choice of stellar parameters. The total error budget on the stellar atmosphere parameters  $\Delta(T_{\text{eff}}, \log g, \xi)$  is then the quadratic sum of the errors on the individual parameters.

Table 2 summarizes the errors estimates for one turn-off star and for one subgiant in NGC 6752. Computations of the errors for the other stars of our sample give similar results. The total error given in the last column of Table 2, slightly smaller than the scatter given in Table 1, does not take into account the uncertainty coming from the measurements of the equivalent widths.

## 4. Discussion

### 4.1. Abundance patterns

Figure 3 displays the abundances ratios  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  and  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  as a function of  $[\text{Fe}/\text{H}]$  for our sample stars. We have added the results from Norris & Da Costa (1995) on these figures. In order to get an homogeneous sample of data, we have recomputed their abundances in the following way. We took their published list of equivalent widths for Fe I, Fe II, Y II, Ba II and Eu II (Norris et al. 1995) and computed new



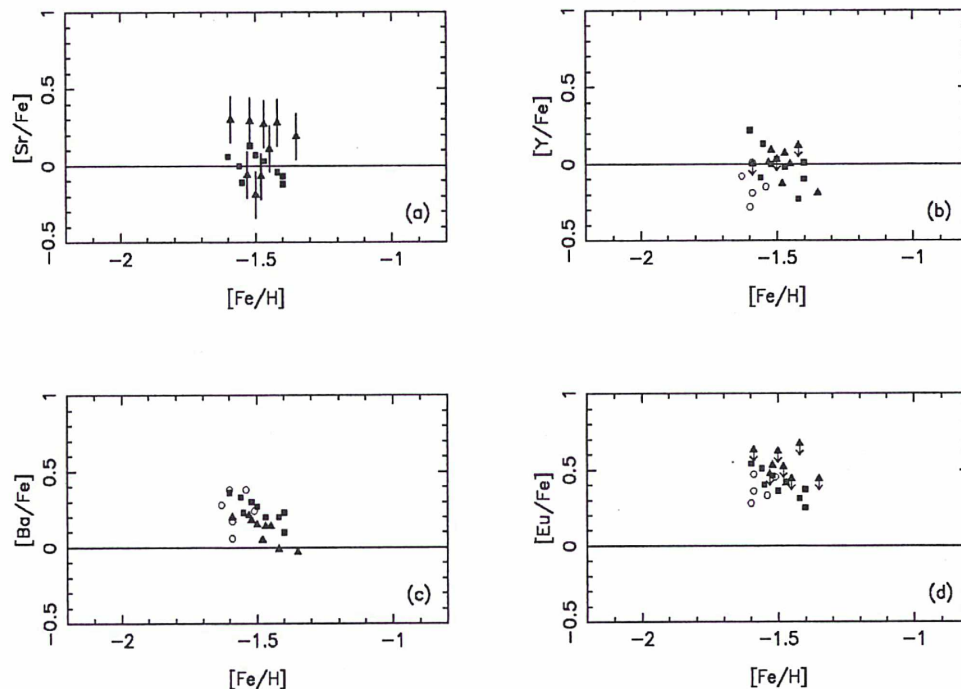


Fig. 3.  $[X/Fe]$  ratios for the heavy elements in NGC 6752. *Squares*: stars at the base of the RGB. *Triangles*: dwarfs near the turn-off point. *Arrows*: upper limits for the abundances in the dwarfs. *Circles*: data for giants from Norris et al. (1995) and Norris & Da Costa (1995).

abundances using our own lines parameters ( $\log gf$ ) and the stellar atmosphere model (OSMARCS) used for our computations. The data of Norris & Da Costa (1995) are displayed on the figures with open circles. In the four panels, the dwarf stars are represented by triangles whereas the subgiants are represented by squares. An inspection of these figures does not seem to show large systematic differences between abundances obtained from dwarfs and subgiants.

– Figure 3a: Strontium

For strontium, we have a significant spread in the abundance ratios compared to the values found for the other elements. It is interesting to note that this effect is also found in halo field stars (e.g. see Ryan et al. 1991; Burris et al. 2000, and references therein). For dwarf stars, we have a larger spread than for subgiants (see also Table 1). This effect can be totally explained by the fact that the spectra for dwarfs are of lower quality. Although the Sr II lines are rather strong, the error on the determination of the equivalent widths comes mostly from the difficulty to estimate the continuum level. In the plot, we have added error bars for the dwarfs taking into account this additional error ( $\sim 10$ – $15\%$ ). We obtain a solar value for the mean  $[Sr/Fe]$  ratio of  $0.06 \pm 0.16$ .

– Figure 3b: Yttrium

We find  $[Y/Fe]$  ranging from  $-0.23$  to  $0.22$ . There is no indication of an effect as a function of the spectral class of the star. We obtain a solar value of  $-0.01 \pm 0.12$  for the mean

$[Y/Fe]$  ratio. This ratio is totally compatible with the values found in halo stars at intermediate metallicity (Burris et al. 2000; Fulbright 2000).

– Figure 3c: Barium

We found an overabundance of the  $[Ba/Fe]$  ratio of  $+0.18$  dex with a small offset ( $0.14$  dex) between dwarfs and subgiants. The origin of this difference remains unclear. It could partly come from the difference in the quality of the spectra. In any case, it is clear that our sample is not large enough to draw final conclusions on this matter. This result is not very different from what has been found before for this cluster (see Norris & Da Costa 1995, who found an average value of  $[Ba/Fe] = 0.25$ ), and it is also compatible with previous analyses of metal-poor stars in the same metallicity range (Burris et al. 2000; Fulbright 2000; Mashonkina et al. 2003). It is interesting to compare the present results for our almost unevolved sample of stars to the abundance ratios found in giants in other globular clusters. Sneden et al. (1997), Sneden et al. (2000), and Armosky et al. (1994) have found mean  $[Ba/Fe]$  ratios ranging from  $-0.29$  to  $0.12$  in globular clusters with metallicities between  $-1.17$  and  $-2.41$ . Our mean value  $[Ba/Fe] = 0.18 \pm 0.11$  is in fair agreement with these values.

– Figure 3d: Europium

Europium can hardly be detected in the TO stars of NGC 6752, but the few reliable detections are compatible

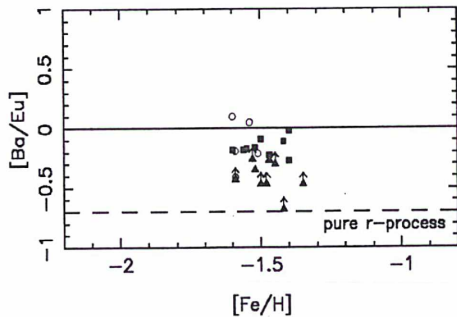


Fig. 4. [Ba/Eu] vs. [Fe/H]. The symbols are the same than in Fig. 3.

with the abundances found in the subgiants of the cluster (see also Table 1). There is a clear overabundance of the ratio [Eu/Fe] with a mean value of  $0.41 \pm 0.09$  dex. This value is in agreement with the results of Shetrone (1996) for M 71, M 5, M 13, and M 92, which are all overabundant in Eu by about the same value, and also with the ratios found in other metal-poor stars at intermediate metallicity (Burris et al. 2000; Fulbright 2000; Mashonkina et al. 2003). It is interesting to note that the dispersion of the [Eu/Fe] ratio among the four globular clusters studied by Shetrone (1996) is much smaller than the dispersion of the [Ba/Fe] ratio. In the present case, it is not possible to reach any conclusion concerning the different dispersion in [Ba/Fe] and [Eu/Fe] from our data (see Table 1).

To summarize, we did not find any large systematic difference in the abundance ratios for subgiants and turn-off stars. Our values are compatible with the abundance ratios found by Norris & Da Costa (1995), and also with the values given by several analyses of metal-poor stars at intermediate metallicity. For the Ba and Eu abundances, the slight difference between our analysis and the paper of Norris & Da Costa (1995) may be due to the fact that they did not consider the hyperfine structure of the transitions for these elements. No obvious correlation was detected in the comparison of the [n-capture/Fe] abundance ratios as a function of [O/Fe], [Mg/Fe], and [Na/Fe] (taken from Gratton et al. 2001).

#### 4.2. Neutron-capture elements ratios

Figure 4 shows [Ba/Eu] as a function of [Fe/H]. The horizontal full line marks the total solar abundance ratio ([Ba/Eu] = 0), and the dashed line marks the solar r-process fractional ratio [Ba/Eu]<sub>r</sub> = -0.70, according to Arlandini et al. (1999). The ratio [Ba/Eu] can be used as a test of the relative importance of the s- and r-processes to the initial mix of materials at the birth of the stars. A first inspection of Fig. 4 shows a very low dispersion of the [Ba/Eu] ratio in contrast to that found by Sneden et al. (1997). It is also interesting to note that there is no systematic difference between the ratios found for the stars in different evolutionary phases. We obtain a mean value<sup>3</sup>

<sup>3</sup> The mean values for the [Ba/Eu] and [Sr/Ba] ratios have been computed using the individual [Ba/Eu] and [Sr/Ba] values for each

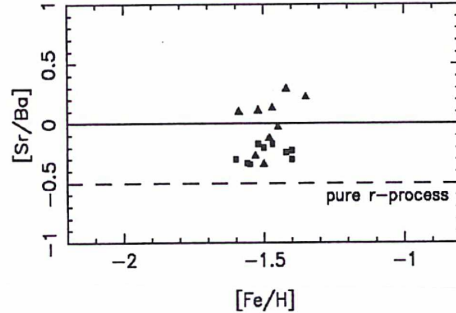


Fig. 5. [Sr/Ba] vs. [Fe/H]. Symbols are the same than in Fig. 3.

of [Ba/Eu] =  $-0.18 \pm 0.09$  slightly higher than the values given by Sneden et al. (1997) for M 15. This ratio is still in the range -0.2 to -0.6 found for field halo stars and globular cluster (M 5, M 13, M 92) giants (Gratton & Sneden 1991, 1994; Armosky et al. 1994; Shetrone 1996). The [Ba/Eu] ratios found in NGC 6752 are significantly higher than the solar pure r-process ratio. This shows that a part of the Ba abundance measured in these stars has also an s-process origin.

Strontium is mainly built during the double-shell burning phase of low and intermediate-mass AGB stars, but a significant fraction (~20%) could be produced from the He-core burning in massive stars (Raiteri et al. 1993; Prantzos et al. 1990). On the other hand, barium comes mainly from AGB stars in the mass range  $\sim 1-4 M_{\odot}$  (Busso et al. 1999). It is therefore interesting to plot the ratio of these two elements as a function of the metallicity. In Fig. 5 we have plotted [Sr/Ba] ratios as a function of metallicity for our sample. As the weak s component is of secondary origin at low metallicity, the [Sr/Ba] ratios have to be compared to the solar pure r-process ratio. We have computed the solar r-process fraction [Sr/Ba]<sub>r</sub> = -0.50, which is displayed in Fig. 5, following Arlandini et al. (1999). A higher ratio is found if we include a weak s-process contribution to the solar Sr ([Sr<sub>r+s</sub>/Ba<sub>r</sub>] = -0.10). For our sample, we obtain a mean value of [Sr/Ba] =  $-0.12 \pm 0.21$  which is in good agreement with the ratios found in field halo stars in this metallicity range (e.g. Burris et al. 2000). The subgiants have a lower mean value ( $-0.25 \pm 0.07$ ) than the TO stars ( $0.01 \pm 0.22$ ) for the [Sr/Ba] ratio, but the scatter in the dwarfs is higher, so that the ratios found in both populations are compatible with a unique mean value. In any case, these ratios show clearly an s-process contribution to the synthesis of the n-capture elements in NGC 6752.

#### 4.3. Comparison with field stars

Several studies of barium and europium in Galactic field halo metal-poor stars (McWilliam et al. 1995; McWilliam 1998; Burris et al. 2000; Fulbright 2000) have shown that the [Ba/Eu] ratio falls with decreasing metallicity, and approaches a pure r-process ratio in most of the very metal-poor stars.

sample star and are not the simple difference between the mean [Ba/Fe], [Eu/Fe] and [Sr/Fe] ratios.



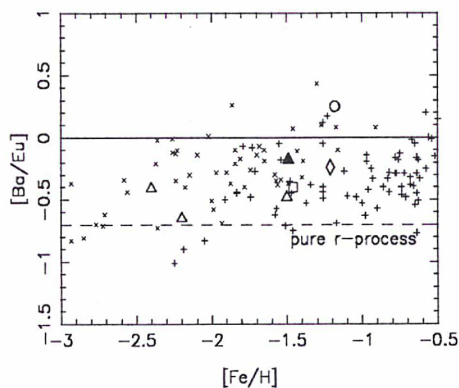


Fig. 6. Comparison of  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  ratios for globular clusters and field halo stars. We show here the mean value for our sample stars in NGC 6752 (black triangle). Other clusters are represented by open symbols (with increasing metallicity: M 15, M 92, M 13, M 79, M 5 and M 4). The abundances ratios for globular clusters have been taken in François (1991), Sneden et al. (1997), Ivans et al. (1999), Ivans et al. (2001), and references therein. The field stars (crosses) are from Burris et al. (2000) and Fulbright (2000).

Therefore it is interesting to compare what has been found in globular clusters stars and field halo stars in the same metallicity range.

In Fig. 6 we plot the mean  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  ratios for our cluster NGC 6752, and other globular clusters taken in the literature (François 1991; Sneden et al. 1997; Ivans et al. 1999, and references therein). We have added in this figure the data from Burris et al. (2000) and Fulbright (2000) for field stars. Our mean value  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.18 \pm 0.11$  for a metallicity of  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.49 \pm 0.07$  lies between the solar r+s mix and a pure r-process ratio, showing clearly an s-process contribution. Our mean values for  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  can also be compared to the much lower values found in the r-element rich stars CS 31082-001 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.46$ ,  $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.52$ , Hill et al. 2002) and CS 22892-052 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.65$ ,  $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.39$ , Sneden et al. 2003).

Our data point for NGC 6752 is in good agreement with the field halo stars with the same metallicity. Although the dispersion is rather large, the  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  ratios found in globular clusters (François 1991; Sneden et al. 1997, 2000; Ivans et al. 1999, 2001; Ramírez & Cohen 2002, 2003) of different metallicities seem to follow the trend found in halo stars (i.e.  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  decreasing with decreasing metallicity). However, if we discard the high  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  value found in M 4 (Ivans et al. 1999), the data agrees also with a constant value of  $\sim -0.4$ . It is therefore very important to obtain new data for both the most metal-rich and metal-poor clusters.

#### 4.4. Self-pollution and self-enrichment of NGC 6752

The recent results from Gratton et al. (2001) have shown that the O–Na and Mg–Al anticorrelations found in giant stars of globular clusters are also present in main sequence stars of NGC 6752. These new data can be interpreted in the light

of a scenario of self-pollution (Cottrell & Da Costa 1981). In this scenario, the inhomogeneities are due to the mass lost by intermediate-mass stars during the AGB and planetary nebulae phases. Ventura et al. (2001) performed computations of self-pollution coming from low-metallicity AGBs, and showed that the observed O–Na and Mg–Al anticorrelations can be explained by the full CNO-cycle operating at the base of the envelope of the most metal-poor models of 4 and 5  $M_{\odot}$ . In these models, the  $^{16}\text{O}$  is reduced and the sodium and aluminium production by proton-capture can occur. These models are only able to explain the anticorrelation of light metals, but not the origin of the metallicity of globular clusters, nor the heavy elements ratios. It is not yet clear whether globular clusters are formed out of matter which is already enriched.

Different authors (Cayrel 1986; Truran et al. 1991; Parmentier et al. 1999) proposed models for the self-enrichment of globular clusters. In these models, a first generation of stars is assumed to form in the central region of the progenitor cloud. When the massive stars of this first generation explodes as SNeII, the matter of the globular cluster is enriched in iron,  $\alpha$ -elements and heavy elements. If the matter used to form the cluster is of primordial origin, the resulting  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  or  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratios should be compatible with pure r-process values.

Our new data could be used as a test of these scenarios. However, there is no detailed computation concerning the self-enrichment of globular clusters. It is interesting to note that we found a  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratios departing significantly from the pure r-process ratios, excluding the self-enrichment scenario based only on the contribution of SNeII ejectae. Our values could be explained in the framework of the self-enrichment scenario, but only if an s-process contribution from low-mass AGB stars (Busso et al. 1999) is included. However, the Ba abundances are constant among the observed stars in NGC 6752, in spite of the large star-to-star variation of the O and Na abundances, as found by Gratton et al. (2001). A similar result was found by Armosky et al. (1994) for several other clusters, and later confirmed by other investigators. This indicates that the stars responsible for the O–Na anticorrelation did not produce significant amounts of s-process elements. It is also interesting to remind that we did not find any trend for any of the ratios  $[\text{n-capture}/\text{Fe}]$  as a function of  $[\text{Na}/\text{Fe}]$  or  $[\text{O}/\text{Fe}]$ .

On the other hand, the fact that our abundance ratios are similar to the values found in halo stars with the same metallicity could be interpreted with a model where the globular cluster is formed out of matter which is already enriched in r- and s-process elements. In the framework of this last scenario, the n-capture elements abundances would have been present at the formation of the cluster, but the dispersion in O and Na could still be explained by massive AGBs.

## 5. Conclusions

In this paper, we presented the first abundance determinations for heavy elements in turn-off stars and early subgiants in NGC 6752. These results appear to be the first precise  $[\text{Sr}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Y}/\text{Fe}]$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$ , and  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  determinations in this cluster. We did not find any large systematic effect between the abundances found in turn-off and subgiant stars (this paper), and giant stars (Norris & Da Costa 1995).

We obtain the following mean abundances in our sample (turn-off stars and subgiants):

$$[\text{Sr}/\text{Fe}] = 0.06 \pm 0.16$$

$$[\text{Y}/\text{Fe}] = -0.01 \pm 0.12$$

$$[\text{Ba}/\text{Fe}] = 0.18 \pm 0.11$$

$$[\text{Eu}/\text{Fe}] = 0.41 \pm 0.09.$$

Our results are in agreement with constant abundance ratios, and the low scatter can be totally explained by uncertainties in their derivation. These ratios are in agreement with the results found in field halo stars with the same metallicity.

We did not observe any correlation between the [n-capture/Fe] ratios and the star-to-star variations of the O and Na abundances.

Our mean values  $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.18 \pm 0.11$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.21 \pm 0.12$  lie both between a pure r-process and the solar r+s mix ratios. Looking at these ratios, we showed that NGC 6752 has been polluted by s-process nucleosynthesis. Whether this s-process signature comes from an internal enrichment or is due to a pre-enrichment of the matter from which the cluster formed, remains still an open question.

It would be interesting to extend this kind of analysis to other globular clusters, especially the most metal-rich. Is is only with a significant set of data that the self-enrichement scenario can be tested, although no detailed modelisation has yet been done.

*Acknowledgements.* The authors would like to thank the referee for his advices and his important contribution to the discussion. G.J. would like to thank R. Cayrel, M. Spite, V. Hill, and E. Depagne (Observatoire de Paris, France), and S. LeFranc (IAS, France) for the many helpful discussions. E.C., S.D., R.G.G., and S.L. research was funded by COFIN 2001028897 by Ministero Università e Ricerca Scientifica, Italy.

## References

- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1996, *A&A*, 313, 873  
 Arlandini, C., Käppeler, F., Wisshak, K., et al. 1999, *ApJ*, 525, 886  
 Armosky, B. J., Sneden, C., Langer, G. E., & Kraft, R. P. 1994, *AJ*, 108, 1364  
 Boesgaard, A. M., Deliyannis, C. P., Stephens, A., & King, J. R. 1998, *ApJ*, 493, 206  
 Bonifacio, P., Pasquini, L., Spite, F., et al. 2002, *A&A*, 390, 91  
 Burris, D. L., Pilachowski, C. A., Armandroff, T. E., et al. 2000, *ApJ*, 544, 302  
 Busso, M., Gallino, R., & Wasserburg, G. J. 1999, *ARA&A*, 37, 239  
 Carretta, E., & Gratton, R. G. 1997, *A&AS*, 121, 95  
 Cayrel, R. 1986, *A&A*, 168, 81  
 Charbonneau, P. 1995, *ApJS*, 101, 309  
 Cottrell, P. L., & Da Costa, G. S. 1981, *ApJ*, 245, L79  
 Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *A&A*, 275, 101  
 Edvardsson, B., Gustafsson, B., Johansson, S. G., et al. 1994, *A&A*, 290, 176  
 François, P. 1991, *A&A*, 247, 56  
 Fulbright, J. P. 2000, *AJ*, 120, 1841  
 Gratton, R. G., & Sneden, C. 1991, *A&A*, 241, 501  
 Gratton, R. G., & Sneden, C. 1994, *A&A*, 287, 927  
 Gratton, R. G., Bonifacio, P., Bragaglia, A., et al. 2001, *A&A*, 369, 87  
 Gratton, R. G., Bragaglia, A., Carretta, E., et al. 2004, *A&A*, 408, 529  
 Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2000, *Origin of Elements in the Solar System, Implications of Post-1957 Observations*, 261  
 Grundahl, F., Vandenberg, D. A., Stetson, P. B., Andersen, M. I., & Briley, M. 2000, *The Galactic Halo: From Globular Cluster to Field Stars*, 503  
 Grundahl, F., Briley, M., Nissen, P. E., & Feltzing, S. 2002, *A&A*, 385, L14  
 Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407  
 Hill, V., Plez, B., Cayrel, R., et al. 2002, *A&A*, 387, 560  
 Ivans, I. I., Sneden, C., Kraft, R. P., et al. 1999, *AJ*, 118, 1273  
 Ivans, I. I., Kraft, R. P., Sneden, C., et al. 2001, *AJ*, 122, 1438  
 King, J. R., Stephens, A., Boesgaard, A. M., & Deliyannis, C. 1998, *AJ*, 115, 666  
 Kraft, R. P., & Ivans, I. I. 2003, *PASP*, 115, 143  
 Lawler, J. E., Wickliffe, M. E., den Hartog, E. A., & Sneden, C. 2001, *ApJ*, 563, 1075  
 Mashonkina, L., Gehren, T., & Bikmaev, I. 1999, *A&A*, 343, 519  
 Mashonkina, L., & Gehren, T. 2000, *A&A*, 364, 249  
 Mashonkina, L., & Gehren, T. 2001, *A&A*, 376, 232  
 Mashonkina, L., Gehren, T., Travaglio, C., & Borkova, T. 2003, *A&A*, 397, 275  
 McWilliam, A., Preston, G. W., Sneden, C., & Searle, L. 1995, *AJ*, 109, 2757  
 McWilliam, A. 1998, *AJ*, 115, 1640  
 Minniti, D., Geisler, D., Peterson, R. C., & Claria, J. J. 1993, *ApJ*, 413, 548  
 Norris, J. E., & Da Costa, G. S. 1995, *ApJ*, 447, 680  
 Norris, J. E., Da Costa, G. S., & Tingay, S. J. 1995, *ApJS*, 99, 637  
 Parmentier, G., Jehin, E., Magain, P., et al. 1999, *A&A*, 352, 138  
 Prantzos, N., Hashimoto, M., & Nomoto, K. 1990, *A&A*, 234, 211  
 Raiteri, C. M., Gallino, R., Busso, M., Neuberger, D., & Kaeppler, F. 1993, *ApJ*, 419, 207  
 Ramírez, S. V., & Cohen, J. G. 2002, *AJ*, 123, 3277  
 Ramírez, S. V., & Cohen, J. G. 2003, *AJ*, 125, 224  
 Ryan, S. G., Norris, J. E., & Bessell, M. S. 1991, *AJ*, 102, 303  
 Shetrone, M. D. 1996, *AJ*, 112, 1517  
 Sneden, C., McWilliam, A., Preston, G. W., et al. 1996, *ApJ*, 467, 819  
 Sneden, C., Kraft, R. P., Shetrone, M. D., et al. 1997, *AJ*, 114, 1964  
 Sneden, C., Pilachowski, C. A., & Kraft, R. P. 2000, *AJ*, 120, 1351  
 Sneden, C., Cowan, J. J., Lawler, J. E., et al. 2003, *ApJ*, 591, 936  
 Spite, M. 1967, *Ann. Astrophys.*, 30, 211  
 Truran, J. W., Brown, J., & Burkert, A. 1991, *The Formation and Evolution of Star Clusters*, ASP Conf. Ser., 13, 78  
 Ventura, P., D'Antona, F., Mazzitelli, I., & Gratton, R. 2001, *ApJ*, 550, L65  
 Yong, D., Grundahl, F., Lambert, D. L., Nissen, P. E., & Shetrone, M. D. 2003, *A&A*, 402, 985  
 Zinn, R., & West, M. J. 1984, *ApJS*, 55, 45



## Annexe E

# Éléments lourds et auto-enrichissement dans les amas globulaires

**Résumé.** Des spectres à haute résolution ( $R \gtrsim 40\,000$ ) et à rapport  $S/B$  élevé ont été acquis avec UVES sur le VLT-Kueyen (Observatoire de Paranal, ESO, Chili) pour plusieurs étoiles naines du turnoff ( $V \sim 17$  mag) et pour des sous-géantes à la base de la branche des géantes rouges ( $V \sim 16$  mag) dans trois amas globulaires (NGC 6397, NGC 6752 et 47 Tuc/NGC 104) à différentes métallicités (respectivement  $[Fe/H] \simeq -2.0, -1.5$  et  $-0.7$ ). Des spectres ont aussi été obtenus pour 25 étoiles de champ du halo à résolution égale, mais rapport  $S/B$  plus élevé. Ces données ont été utilisées pour déterminer les abondances de plusieurs éléments produits par capture neutronique dans ces trois amas : strontium, yttrium, baryum et europium. Il s'agit de la première détermination d'abondances pour des métaux lourds dans des étoiles aussi peu évoluées de ces amas globulaires. Ces abondances ainsi que les rapports d'abondance  $[Ba/Eu]$  et  $[Sr/Ba]$  ont été utilisés pour tester le scénario d'auto-enrichissement. Ces résultats ont été comparés aux étoiles de champ du halo, ainsi qu'à d'autres amas globulaires galactiques connus pour lesquels des rapports d'abondance d'éléments lourds ont pu être obtenus dans le passé au moins pour quelques géantes brillantes ( $V \gtrsim 11-12$  mag). Nos résultats montrent clairement que les amas globulaires ont été enrichis uniformément par les processus de synthèse  $r$  et  $s$  et que la plupart d'entre eux semble suivre exactement la même évolution que les étoiles de champ du halo, ce qui rejette l'explication de l'origine de la métallicité et de l'abondance des métaux lourds dans les amas globulaires par un scénario « classique » d'auto-enrichissement.

Heavy elements and chemical enrichment in globular clusters<sup>\*</sup>G. James<sup>1</sup>, P. François<sup>1</sup>, P. Bonifacio<sup>2</sup>, E. Carretta<sup>3</sup>, R. G. Gratton<sup>3</sup>, and F. Spite<sup>1</sup><sup>1</sup> Observatoire de Paris – GEPI, 61 avenue de l’Observatoire, 75014 Paris, France

e-mail: Gae.l.James@obspm.fr

<sup>2</sup> INAF – Osservatorio Astronomico di Trieste, via G. B. Tiepolo 11, 34131 Trieste, Italy<sup>3</sup> INAF – Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

Received 22 June 2004 / Accepted 5 August 2004

**Abstract.** High resolution ( $R \geq 40\,000$ ) and high  $S/N$  spectra have been acquired with UVES on the VLT-Kueyen (Paranal Observatory, ESO Chile) for several main sequence turnoff stars ( $V \sim 17$  mag) and subgiants at the base of the Red Giant Branch ( $V \sim 16$  mag) in three globular clusters (NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc/NGC 104) at different metallicities (respectively  $[\text{Fe}/\text{H}] \simeq -2.0; -1.5; -0.7$ ). Spectra for a sample of 25 field halo subdwarves have also been taken with equal resolution, but higher  $S/N$ . These data have been used to determine the abundances of several neutron-capture elements in these three clusters: strontium, yttrium, barium and europium. This is the first abundance determination of these heavy elements for such unevolved stars in these three globular clusters. These values, together with the  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  abundance ratios, have been used to test the self-enrichment scenario. A comparison is done with field halo stars and other well known Galactic globular clusters in which heavy elements have already been measured in the past, at least in bright giants ( $V \geq 11-12$  mag). Our results show clearly that globular clusters have been uniformly enriched by  $r$ - and  $s$ -process syntheses, and that most of them seem to follow exactly the same abundance patterns as field halo stars, which discards the “classical” self-enrichment scenario for the origin of metallicities and heavy elements in globular clusters.

**Key words.** stars: abundances – Galaxy: globular clusters: individual: 47 Tuc, NGC 6752, NGC 6397 – Galaxy: evolution – Galaxy: globular clusters: general – stars: abundances

## 1. Introduction

Since almost every evolutionary phase of the stellar life can be found in globular clusters, these very old stellar systems are often considered as ideal natural laboratories for testing different theories of stellar evolution. It has therefore always been very interesting to compare globular cluster stars to other stars that can be observed in the Galaxy, such as field halo, bulge or disk stars, and that could present the same kind of chemical history.

Most globular clusters are very homogeneous in the abundances of Fe-peak elements, and we could expect them to show abundance patterns quite similar to those of field stars at the same metallicities. But in the 1970s, several spectroscopic observations of light metals revealed star-to-star inhomogeneities that had not been observed in field stars (Osborn 1971; and later, Norris et al. 1981, who describe a bi-modality in the distribution of CN and CH band strengths in NGC 6752). The first high-resolution observations of cluster stars in the late '70s and the following studies of the late '80s and '90s showed variations in the abundances of other (light) elements (O, Na, Mg, Al...) in the vast majority of the observed clusters, leading for

example to the discovery of the O–Na and Mg–Al anticorrelations, and to the first assumptions on the “primordial” or “evolutionary” origins of these so-called “abundance anomalies” (e.g. see the first reviews of Gratton 1993 and Kraft 1994).

Most of the heavier elements ( $Z > 30$ ) are produced either by slow or rapid neutron-capture reactions (the so-called  $s$ - and  $r$ -processes), where both processes occur in different physical conditions and are thus likely to happen in different astrophysical sites. Basically, it is commonly assumed that the  $r$ -process elements and a fraction of the light  $s$ -elements (*weak s*-process) are probably only produced at the end of life of high-mass stars, while He-burning in low- and intermediate-mass stars is responsible for the production of the other  $s$ -elements (*main s*-process). But it seems possible that other sites or at least different processes could also be involved in the production of the heavy elements (Truran et al. 2002; Cowan & Sneden 2004; Travaglio et al. 2004). The first spectroscopic observations of neutron-capture elements in globular clusters at intermediate- and high-resolution were made in the late '70s, and in the particular case of  $\omega$  Cen they showed a large dispersion and an overabundance of the  $s$ -process elements Sr and Ba (Dickens & Bell 1976; Mallia 1977). In comparison, previous studies of a few individual field stars had shown an underabundance of the

<sup>\*</sup> Based on data collected at the European Southern Observatory with the VLT-UT2, Paranal, Chile (ESO-LP 165.L-0263).



barium to iron ratio at  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.5$  (Wallerstein et al. 1963; Spite & Spite 1978). More recent works have established that the barium abundance decreases at low metallicities<sup>1</sup>, and becomes subsolar at least in field stars with  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.5$  (e.g. Gratton & Sneden 1994; McWilliam 1998; Burris et al. 2000; Fulbright 2002, and references therein).

The systematic comparison of heavy element abundance patterns in globular clusters and in field stars at different metallicities requires high-resolution spectroscopy and high signal-to-noise observations because the transitions of  $n$ -capture elements are quite hard to detect in cluster stars. In fact, until very recently, the size of the largest available telescopes (3–4 m) did not allow easy spectroscopic observations at high-resolution and with high  $S/N$  ratios for stars much fainter than  $V \sim 11$ –12 mag. In the case of globular clusters, this means that until now it was almost impossible to work with stars other than bright giants at the top of the cluster's color–magnitude diagram. And considering that until very recently almost no spectrograph had a large UV-visible wavelength coverage, the spectra of globular cluster stars were most often obtained only for the yellow-red region, where cool giants emit the most, and where most of the transitions necessary to study the different “abundance anomalies” of the light metals can be found. But most of the  $n$ -capture elements transitions occur in the violet-blue region, where only little flux is available, and which is extremely blended in these cool stars, making such an analysis very difficult (the  $n$ -capture lines are either too strong, or too blended), so that most of the few measurements of heavy elements abundances that have been made until now in globular clusters were not very reliable and almost always limited to barium and europium, which are the only heavy elements that show a few detectable absorption lines in the red. Precise heavy elements abundances can be obtained from weaker and less blended lines. As globular clusters often present almost every evolutionary phase of the stellar life, this is possible by going deeper in their color–magnitude diagram and searching for scarcely evolved stars (e.g. main-sequence and turnoff stars, subgiants...), which are fainter and hotter than bright giants. This can now be achieved with the recent 8–10 m-class telescopes (VLT, Subaru, Keck...).

Testing the chemical evolution of globular clusters has recently made a step forward with the first high-resolution and high  $S/N$  spectroscopic analyses of globular cluster stars in different evolutionary sequences and at different metallicities. The ESO-Large Programme 165.L-0263 (PI: R. G. Gratton) was dedicated to this purpose. Two groups of stars (near the turnoff, and at the base of the RGB, with magnitudes  $15 \lesssim V \lesssim 18$ ) were selected in three globular clusters at different metallicities (NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc, respectively at  $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -2.0; -1.5; -0.7$ ). One of the major results concerning the abundance anomalies in globular clusters is that the presence of the O–Na anticorrelation has been established also in scarcely evolved stars (Gratton et al. 2001;

Carretta et al. 2004), showing that these “anomalies” are independent of the evolutionary phase. This was confirmed by other groups for other clusters (Ramírez & Cohen 2003, and references therein). These and other results of the recent analyses of scarcely evolved stars in globular clusters are summarized in Gratton (2004).

These recent results have been interpreted in the light of different self-pollution scenarios (Ventura et al. 2001; D’Antona et al. 2002), and an emerging hypothesis is that we are observing a second generation of stars, formed in a very short period ( $\sim 10^8$  yr) from material processed in previous intermediate-mass stars (the original cluster population, with the same chemical composition as field stars at the same metallicity) during their AGB phase, when the cluster was  $\sim 10^8$  years old. Such a scenario could explain the abundance anomalies observed in globular clusters, but there are still questions about the mass range of these first cluster stars. Knowing that no (or very little) variations are seen in the abundances of the  $n$ -capture elements, in particular that no correlations have been found between  $n$ -capture elements and light metals (Na, Mg...) that show abundance anomalies (Armosky et al. 1994; James et al. 2004), might indicate a restricted mass range of the hypothetical first generation of AGB stars. But up to now no model has been developed for the synthesis of heavy elements in globular clusters, and the models of self-pollution do not explain the origin of the cluster metallicities.

Truran (1988) suggested a test for the self-enrichment scenario, which is one of the scenarios that could explain the metallicities and the abundances of heavy elements in the clusters: if self-enrichment occurred in globular clusters, even the most metal-rich clusters would show both high  $[\alpha/\text{Fe}]$  ratios and  $r$ -process dominated heavy element patterns which characterize massive star ejecta as is seen in the most metal-poor stars. The aim of this paper, which continues the previous work of James et al. (2004, hereafter referred to as Paper I) in the framework of the ESO-LP 165.L-0263, is to determine the ratio of the  $r$ -process to the  $s$ -process elements in scarcely evolved stars belonging to globular clusters at different metallicities in order to test the models of self-enrichment, and to possibly give a clue on the problem of the mass range of the first AGBs if a self-pollution scenario is assumed. The UVES high-resolution spectrograph at the VLT-UT2 has therefore been extremely interesting because it allowed the observation of many scarcely evolved stars in several globular clusters with a very large wavelength coverage. These observations permitted the study of the violet-blue region of the spectra, where most of the  $n$ -capture elements transitions can be found. In this work we present new abundance ratios for several  $n$ -capture elements (Sr, Y, Ba and Eu) in stars near the turnoff and in early subgiants of our three main programme clusters: 47 Tuc (NGC 104), NGC 6752 and NGC 6397.

## 2. Observations

The observations were carried out in several runs at the Kueyen Telescope (VLT-UT2, ESO) with the UVES high-resolution echelle spectrograph between June 2000 and October 2001 in the framework of the ESO Large Programme 165.L-0263

<sup>1</sup> We use the usual spectroscopic notations where  $[A/B] \equiv \log_{10}(N_A/N_B) - \log_{10}(N_A/N_B)_\odot$ , and  $\log \epsilon(A) \equiv \log_{10}(N_A/N_H) + 12.0$ , for two elements A and B. We assume that the term “metallicity” is equivalent to the stellar  $[\text{Fe}/\text{H}]$  value.



(PI: R. G. Gratton). For NGC 6752 data have been obtained for 9 dwarves around the turnoff (TO) and 9 subgiants at the base of the Red Giant Branch (RGB), and for NGC 6397 spectra have been collected for 5 TO stars and for 3 subgiants (Gratton et al. 2001). Finally, for the cluster 47 Tuc (NGC 104), spectra have been acquired for 3 TO stars and 8 subgiants as reported in Carretta et al. (2004). A sample of 25 field halo stars was selected to compare the abundance patterns relative to our three globular clusters (hereafter “GCs”). A detailed abundance analysis of these field stars can be found in Gratton et al. (2003a,b).

Individual cluster stars are listed in previous publications of this Large Programme (e.g. Gratton et al. 2001; Bonifacio et al. 2002; Carretta et al. 2004; James et al. 2004). Exposure times are typically of about 1–2 h for the brightest subgiants in the clusters ( $V \gtrsim 15.5$  mag) and most of the field stars, to about 4–5 h (split in 3 to 4 exposures) for the faintest TO stars ( $V \gtrsim 17$  mag). The observations have been done with the UVES dichroic beamsplitter #2, which makes it possible to cover a wide spectral range (3500–4700 Å for the blue spectra, and 5700–8700 Å for the red). The slit length was always set at 8". The resolution ( $R \equiv \lambda/\Delta\lambda$ ) is always over 40 000, depending mainly on the slit width which was mostly set at 1" (depending on the seeing). In the blue region near 4500 Å individual  $S/N$  ratios range from ~15–45 in NGC 6752 and ~20–30 in 47 Tuc to ~50 in NGC 6397. In the red portion of the spectra (near 6500 Å)  $S/N$  values spread from ~30–65 in NGC 6752 and ~40 in 47 Tuc, to ~90–100 in NGC 6397.

The observed field stars are listed in Table 1. Their spectra have been taken using the dichroic beamsplitter #1, and have a resolution of ~50 000 and  $S/N$  ratios around 200 (see Table 1). All our spectra (GCs and field stars) have been reduced using the UVES context within ESO–MIDAS<sup>2</sup>.

### 3. Abundance analysis

#### 3.1. Model atmospheres and stellar parameters

We have adopted OSMARCS LTE model atmospheres, computed using the grid defined by Edvardsson et al. (1993) with the last updated version of the MARCS code of Gustafsson et al. (1975) with improved UV-line blanketing (see also Edvardsson et al. 1994). The abundances of Grevesse & Sauval (2000) have been used as the reference for solar abundances.

For our sample of field stars we have used the atmospheric parameters (effective temperatures  $T_{\text{eff}}$ , surface gravities  $\log g$ , and microturbulent velocities  $\xi$ ) published in Gratton et al. (2003a), which we recall in Table 1. We only had to adjust the microturbulent velocities for some stars (values of  $\xi$  written in *italic* in Table 1) to  $\xi = 1.0 \text{ km s}^{-1}$  according to comparisons with theoretical curves of growth. In addition we have added  $S/N$  ratios at 4500 and 6500 Å to show the quality of these UVES spectra near regions in which we have searched for heavy element signatures.

The procedure was different for the GCs. In each one of the three clusters the sample stars near the TO point on one hand, and the sample of subgiants on the other hand, are all

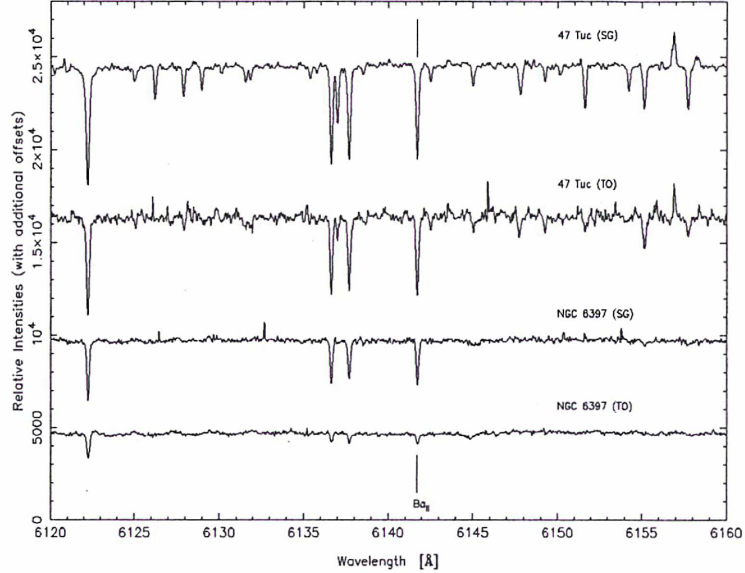
**Table 1.** Atmospheric parameters and  $S/N$  ratios for our sample of field halo stars (from Gratton et al. 2003a).

Star ID	$S/N@$ 4500 Å	$S/N@$ 6500 Å	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$\xi$ ( $\text{km s}^{-1}$ )
CD-35 0360	123	204	5048	4.53	1.00
HD 010607	97	187	5757	4.01	1.50
HD 029907	138	189	5351	4.57	1.00
HD 031128	158	196	5970	4.45	1.00
HD 108177	145	170	6133	4.41	1.00
HD 116064	110	184	5964	4.32	1.00
HD 120559	135	151	5383	4.57	1.00
HD 121004	138	194	5583	4.37	1.00
HD 126681	103	208	5574	4.55	1.00
HD 132475	134	201	5541	3.79	1.27
HD 134169	115	184	5850	3.95	1.10
HD 134439	118	179	4996	4.65	1.00
HD 134440	103	196	4714	4.61	1.00
HD 140283	151	229	5657	3.69	1.42
HD 145417	93	174	4869	4.62	1.00
HD 159482	128	153	5713	4.35	0.96
BD+05 3640	83	134	5023	4.61	1.00
HD 166913	151	190	6070	4.17	1.10
HD 181743	154	165	5968	4.40	1.00
HD 188510	147	235	5503	4.55	1.00
HD 189558	104	195	5668	3.79	1.36
HD 193901	111	183	5779	4.54	1.08
HD 194598	132	175	6023	4.31	1.26
HD 204155	105	171	5772	4.03	0.98
HD 205650	124	156	5810	4.50	1.00

very close to each other in the colour–magnitude (CM) diagram of the corresponding cluster. As a consequence, like in Gratton et al. (2001) and Carretta et al. (2004), we have used two sets of atmospheric parameters: one for subgiants and one for TO stars. Concerning the cluster NGC 6752, we have already described the procedure that was used to check these parameters in Paper I. In the same way, we have checked – and then adopted – the parameters published by Gratton et al. (2001) for NGC 6397 and by Carretta et al. (2004) for 47 Tuc. The only difference is that for this last cluster, unlike in Carretta et al. (2004), we have chosen to use mean parameters not only for the TO stars but also for the subgiants. As the effective temperatures determined by Carretta et al. (2004) for the subgiants are all similar within ~100 K, we have chosen to adopt the mean value of  $T_{\text{eff}} = 5134$  K for these stars. This value was checked with the excitation equilibrium method, asking that lines of the same species with different excitation potentials should produce the same abundance. This method was applied to Fe I lines with equivalent widths  $W_\lambda \leq 100 \text{ mÅ}$ . We have also used a slightly lower value of the gravity ( $\log g = 3.65$  instead of 3.84), which was adjusted using comparisons to theoretical curves of growth so that the ionization equilibrium of iron and titanium were both respected. Table 2 summarizes the different parameters adopted in each cluster. These sets of parameters were then used for each cluster to recompute the

<sup>2</sup> European Southern Observatory Munich Image Data Analysis System, <http://www.eso.org/projects/esomidas/>





**Fig. 1.** Spectral region near the Ba II line at 6141.73 Å for our averaged spectra (UVES, VLT-UT2) in 47 Tuc and NGC 6397. Vertical offsets have been added in order to avoid any overlap and to compare the line intensities between these two clusters, and in each cluster between stars near the TO point and stars at the base of the RGB. Line identification is shown for the Ba II line.

**Table 2.** Main parameters used for the globular clusters (from Gratton et al. 2001; Carretta et al. 2004).

Cluster ID	Type <sup>a</sup>	$T_{\text{eff}}$ (K)	$\log g$	$\xi$ (km s <sup>-1</sup> )
NGC 104 / 47 Tuc	SG	5134	3.65	0.90
	TO	5832	4.05	1.07
NGC 6752	SG	5347	3.54	1.10
	TO	6226	4.28	0.70
NGC 6397	SG	5478	3.42	1.32
	TO	6476	4.10	1.32

<sup>a</sup> SG = subgiants, TO = turnoff stars.

metallicity with our OSMARCS code, which we finally used as input parameter in our detailed computations.

### 3.2. Abundance determinations

Even with these high-resolution spectra it was not always possible to determine precise abundances for several heavy elements in single stars of 47 Tuc due to the low  $S/N$  ratios and very strong lines at this metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.7$  dex), or even to detect weak lines such as those of europium in the faint and metal-poor ( $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.0$  dex) TO stars of NGC 6397 (see Fig. 1 for a comparison of the line intensities in these two clusters) as it had been possible in NGC 6752 (see Paper I).

A careful inspection of the individual spectra revealed that the detected lines of a given  $n$ -capture element (Sr, Y, Ba, or Eu) all have the same intensity in stars of the same sub-sample (subgiants or TO stars in each of the two clusters 47 Tuc or

NGC 6397). Furthermore, when overplotted, the different profiles are almost undistinguishable (as is illustrated in Fig. 2). This means that the stars of each sub-sample are not only very similar concerning the atmospheric parameters, but that there is also almost no dispersion in the abundance of these elements in the considered sub-samples of the two GCs. As we are using the same atmospheric parameters for each single star of a given sub-sample, the computed abundances should be exactly the same (within the errors, see Sect. 3.5). Moreover, adding the spectra increases the  $S/N$  per pixel around the lines of the  $n$ -capture elements, making some lines easier to detect and thus providing very accurate mean values for the metallicity and also for the abundances of heavy elements in each sub-sample. As a matter of fact, this makes it possible to make much better determinations in the noisy spectra of 47 Tuc, and to obtain at least upper limits close to detection for the Eu abundance in NGC 6397 (see Table 4). The  $S/N$  ratios in these summed spectra range from  $\sim 45$ – $55$  in the blue and  $\sim 70$ – $90$  in the red spectra of 47 Tuc, to  $\sim 80$ – $90$  in the blue and  $\sim 150$ – $180$  in the red spectra of NGC 6397 (see Sect. 2 for a comparison with typical individual values).

### 3.3. Iron abundances

The iron abundances for all our stars (field sample and clusters) were deduced from equivalent width measurements made with an automatic line fitting procedure based on the algorithms of Charbonneau (1995), which perform both line detection and Gaussian fits of lines including blends. We made a selection of  $\sim 30$ – $40$  (depending on the quality of the spectra) Fe I lines with  $W_\lambda \leq 100$  mÅ and kept all the detected Fe II lines.

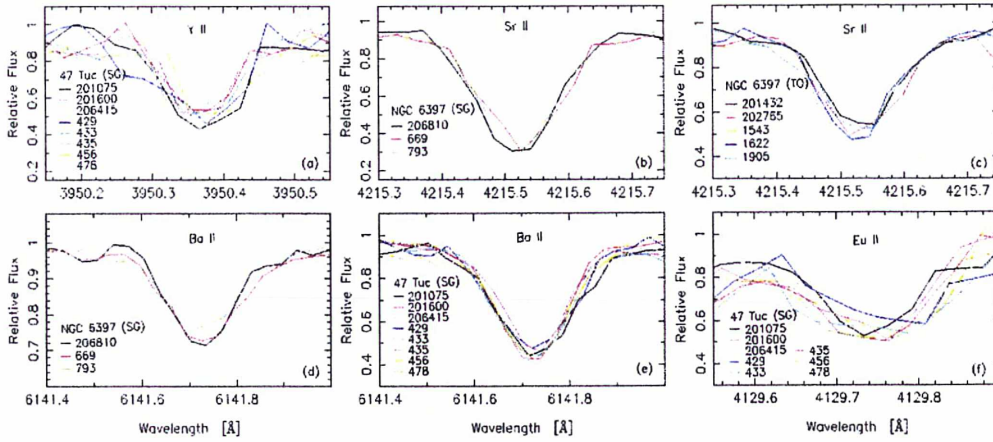


Fig. 2. Superimposition of spectra in 47 Tuc and NGC 6397. Panel a): Y II ( $\lambda 3950.36$ ) line in the subgiants of 47 Tuc. Panels b) and c): Sr II ( $\lambda 4215.52$ ) line in NGC 6397 (subgiants and TO stars). Panels d) and e): Ba II ( $\lambda 6141.73$ ) line in the subgiants of 47 Tuc and NGC 6397. Panel f): Eu II ( $\lambda 4129.70$ ) line in the subgiants of 47 Tuc.

Table 3 lists iron abundances (the average of Fe I and Fe II) in our field stars, and Table 4 gives the mean values in the clusters. All these metallicities are fully compatible with previous studies (Gratton et al. 2001; Bonifacio et al. 2002; Gratton et al. 2003a; Carretta et al. 2004, and references therein). We note that there is almost no dispersion between the metallicities found in the subgiants or in the TO stars, especially in NGC 6397, as was emphasized by Gratton et al. (2001) and Bonifacio et al. (2002).

### 3.4. Heavy element abundances

Heavy element abundances were measured in the same way for field and cluster stars. Strontium, yttrium, barium and europium lines were detected using the same automatic line fitting procedure as for iron lines, but abundances were determined using synthetic spectra: we used an updated version of the synthetic spectrum code of Spite (1967). This allowed us to take into account the hyperfine structure (hereafter “hfs”) of several barium and europium lines (e.g. McWilliam 1998, and references therein), and it was also more efficient for the very strong and broad lines of strontium where a simple Gaussian fit did not always match the line profile. The computations were done using LTE model atmospheres but we are aware that heavy elements can be affected by non-LTE (e.g. Mashonkina et al. 1999; Mashonkina & Gehren 2000, 2001). At intermediate metallicities, in most of the cases the corrections to be applied do not exceed  $\pm 0.15$  dex. The size of these corrections depends on the observed line and on the atmospheric parameters, but in the present

case, as we are especially interested in abundance determinations in GCs, regarding the uncertainties in the atmospheric parameters in our clusters combined with the error in the  $W_\lambda$  measurements, a real change in the abundance patterns of our sample is not expected.

The line parameters for Sr II and Y II were taken from Sneden et al. (2003). Strontium abundances were obtained from the lines at 4077.71 and 4215.52 Å, and yttrium abundances were deduced from the lines at 3950.36 and 4398.01 Å in the clusters, and for the field stars also from the lines at 3549.01, 3600.74, 3611.04, 3774.33, and 3788.70 Å. Barium and europium hfs parameters were taken respectively from McWilliam (1998) and Lawler et al. (2001). The Ba II lines at 5853.69, 4554.03, 6141.73 and 6496.91 Å and the Eu II line at 4129.70 Å could almost always be detected in the whole sample (field and cluster stars). Sometimes we also had the Eu II line at 4205.05 Å, but it was almost always very strongly blended.

The abundances of these four heavy elements are given in Tables 3 and 4. Figure 3 displays the ratios of *n*-capture element abundances to iron as a function of the metallicity. These abundance patterns and the comparison between GCs and field halo stars will be discussed in the following sections.

### 3.5. Error estimations

We assumed that the total error budget was due to random uncertainties in the oscillator strengths (*gf* values) and in the measurement of the equivalent widths (or to fitting uncertainties), and to errors in the stellar parameters. When  $N \geq 2$  lines of a given element are observed, the random uncertainties can be estimated using the standard deviation around the mean abundance (see Tables 3 and 4). The errors linked to the uncertainties in the stellar atmosphere parameters were estimated assuming the following variations:  $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 100$  K,  $\Delta \log g = \pm 0.2$  dex, and  $\Delta v_t = \pm 0.2$  km s $^{-1}$ .

Table 5 summarizes the typical error estimates for field stars and for GC stars. Computations of the errors for the other stars of our sample give similar results. The total error given in the last column of Table 5,  $\Delta(\text{Tot})$ , is the quadratic sum of all the individual uncertainties linked to the atmospheric



**Table 3.** Abundances for our sample of field halo stars.

Star ID	[Fe/H]	[Sr/Fe]	$\sigma_{\text{Sr}}^a$	$N_{\text{Sr}}^b$	[Y/Fe]	$\sigma_{\text{Y}}^a$	$N_{\text{Y}}^b$	[Ba/Fe]	$\sigma_{\text{Ba}}^a$	$N_{\text{Ba}}^b$	[Eu/Fe]	$\sigma_{\text{Eu}}^a$	$N_{\text{Eu}}^b$
CD-35 0360	-1.17	+0.16	0.19	2	+0.19	0.03	5	+0.66	0.03	3	+0.46	...	1
HD 010607	-1.04	+0.05	0.30	2	-0.21	0.11	4	+0.18	0.06	3	+0.25	...	1
HD 029907	-1.55	-0.08	0.20	2	-0.22	0.09	5	+0.11	0.04	3	+0.66	...	1
HD 031128	-1.55	+0.18	0.15	2	+0.04	0.06	5	+0.34	0.07	3	+0.47	...	1
HD 108177	-1.72	+0.32	0.18	2	+0.02	0.08	7	+0.14	0.07	4	$\leq+0.41$	...	1
HD 116064	-1.93	...	...	0	+0.83	...	1	+0.08	0.15	4	$\leq+0.52$	...	1
HD 120559	-0.89	-0.05	0.13	2	-0.13	0.12	4	+0.15	0.12	4	+0.32	...	1
HD 121004	-0.70	-0.03	0.06	2	-0.07	0.08	3	+0.26	0.11	4	+0.29	...	1
HD 126681	-1.21	+0.27	0.06	2	+0.26	0.13	7	+0.60	0.11	4	+0.48	...	1
HD 132475	-1.68	+0.30	0.11	2	+0.18	0.06	7	+0.56	0.06	4	+0.35	...	1
HD 134169	-0.82	+0.07	0.12	2	-0.08	0.03	3	+0.37	0.14	4	+0.24	...	1
HD 134439	-1.38	-0.26	0.23	2	-0.47	0.03	3	-0.01	0.11	4	+0.50	0.02	2
HD 134440	-1.27	-0.55	0.39	2	-0.68	0.05	4	-0.06	0.14	4	+0.41	...	1
HD 140283	-2.55	-0.44	0.04	2	-0.49	0.17	3	-0.90	0.04	2	+0.39	...	1
HD 145417	-1.37	...	...	0	-0.05	0.12	4	+0.39	0.09	3	+0.86	...	1
HD 159482	-0.82	+0.12	...	1	-0.04	0.09	4	+0.29	0.09	4	+0.31	...	1
BD+05 3640	-1.10	...	...	0	+0.24	0.12	4	+0.74	0.06	3	+0.39	...	1
HD 166913	-1.64	+0.42	0.16	2	+0.22	0.08	4	+0.33	0.10	4	+0.33	...	1
HD 181743	-1.87	+0.23	0.11	2	-0.01	0.05	5	+0.19	0.07	2	$\leq+0.56$	...	1
HD 188510	-1.55	-0.04	0.17	2	-0.28	0.07	4	+0.25	0.12	4	+0.39	...	1
HD 189558	-1.19	+0.28	...	1	+0.07	0.11	6	+0.51	0.13	4	+0.33	...	1
HD 193901	-1.14	-0.01	0.22	2	-0.17	0.09	6	+0.36	0.16	4	+0.48	...	1
HD 194598	-1.18	-0.16	0.53	2	-0.19	0.09	6	+0.28	0.10	4	+0.32	...	1
HD 204155	-0.73	...	...	0	+0.07	0.08	3	+0.37	0.10	4	+0.27	...	1
HD 205650	-1.20	+0.10	0.17	2	+0.07	0.10	5	+0.37	0.14	4	+0.61	0.11	2

<sup>a</sup>  $\sigma_X$  = standard deviation around the mean value; <sup>b</sup>  $N_X$  = number of lines used for the element X.

**Table 4.** Mean abundances for the globular clusters NGC 104 (47 Tuc), NGC 6752, and NGC 6397.

Cluster ID	Type <sup>a</sup>	$N_s^b$	[Fe/H]	$\sigma_{\text{Fe}}^c$	[Sr/Fe]	$\sigma_{\text{Sr}}^c$	[Y/Fe]	$\sigma_{\text{Y}}^c$	[Ba/Fe]	$\sigma_{\text{Ba}}^c$	[Eu/Fe]	$\sigma_{\text{Eu}}^c$
NGC 104 / 47 Tuc	SG	8	-0.69	0.06	+0.36	0.16	-0.11	0.10	+0.35	0.12	+0.17	...
	TO	3	-0.68	0.01	+0.28	0.14	+0.06	0.01	+0.22	0.12	+0.11	...
NGC 6397	SG	3	-2.08	0.01	-0.04	0.14	-0.20	0.09	-0.17	0.06	$\leq+0.41$	0.09
	TO	5	-2.07	0.01	-0.06	0.15	$\leq-0.17$	0.13	-0.31	0.06	$\leq+0.46$	...
Data for NGC 6752 (from James et al. 2004).												
NGC 6752	SG	9	-1.49	0.07	-0.01	0.09	-0.01	0.13	+0.25	0.08	+0.40	0.09
	TO	9	-1.48	0.07	+0.12	0.19	-0.03	0.11	+0.11	0.09	+0.47	0.08

<sup>a</sup> SG = subgiants, TO = turnoff stars; <sup>b</sup>  $N_s$  = number of stars in each group; <sup>c</sup>  $\sigma_X$  = standard deviation around the mean value.

parameters, and does not take into account the uncertainty coming from the measurements of the equivalent widths (or the fitting errors). From this table, we can see that the total error  $\Delta(\text{Tot})$  due all the uncertainties in the atmospheric parameters almost never exceeds 0.15 dex.

## 4. Results

### 4.1. Abundance patterns

Figure 3 displays the  $[n\text{-capture}/\text{Fe}]$  ratios as a function of the metallicity for our sample stars. To increase the field halo star sample, we have added data points from Burris et al. (2000), Fulbright (2000), and the halo stars of Mashonkina & Gehren (2001) and Mashonkina et al. (2003). We have used the

following symbols for Figs. 3 and 4: *Filled squares* (■) indicate the subgiants in our three GCs, and *filled triangles* (▲) indicate the TO stars in the same clusters (for a given cluster, the two data points are joined by a line); *open stars* (\*) stand for our field stars, and other GCs and field stars – from the literature – are respectively represented by *filled circles* (●) and *small crosses* (+, ×, \*); limits are always indicated by an arrow plotted on one of the previous symbols. The data for other GCs that we show here for comparison have all been obtained from the analyses of bright giant stars near the top of the color–magnitude diagrams of the corresponding clusters. Only the analysis of Ramírez & Cohen (2003) goes as deep as ours and provides data for some heavy elements in M 71 and M 5,

Table 5. Typical error estimates for field and cluster stars.

El.	$\Delta T_{\text{eff}}$ +100 K	$\Delta \log g$ +0.2 dex	$\Delta \xi$ +0.2 km s <sup>-1</sup>	$\Delta(\text{Tot})$
Field stars (e.g. HD132475)				
Fe I	+0.09	-0.01	-0.03	0.10
Fe II	+0.01	+0.09	-0.03	0.10
Sr II	+0.09	-0.02	-0.02	0.09
Y II	+0.06	+0.07	-0.10	0.14
Ba II	+0.07	+0.02	-0.10	0.12
Eu II	+0.05	+0.08	-0.02	0.10
47 Tuc – subgiants				
Fe I	+0.10	-0.04	-0.09	0.14
Fe II	-0.06	+0.08	-0.06	0.12
Sr II	+0.04	+0.01	-0.03	0.05
Y II	+0.03	+0.07	-0.12	0.14
Ba II	+0.04	+0.01	-0.10	0.11
Eu II	+0.03	+0.07	-0.09	0.12
47 Tuc – TO stars				
Fe I	+0.09	-0.04	-0.08	0.13
Fe II	-0.01	+0.06	-0.07	0.09
Sr II	+0.06	-0.01	-0.02	0.06
Y II	+0.04	+0.07	-0.10	0.13
Ba II	+0.05	+0.03	-0.11	0.12
Eu II	+0.03	+0.08	-0.05	0.10
NGC 6397 – subgiants				
Fe I	+0.10	-0.01	-0.07	0.12
Fe II	+0.02	+0.08	-0.04	0.09
Sr II	+0.10	+0.01	-0.13	0.16
Y II	+0.07	+0.08	-0.08	0.13
Ba II	+0.07	+0.05	-0.06	0.10
Eu II	+0.04	+0.07	-0.01	0.08
NGC 6397 – TO stars				
Fe I	+0.08	-0.04	-0.07	0.11
Fe II	+0.01	+0.06	-0.03	0.07
Sr II	+0.05	+0.03	-0.18	0.19
Y II	+0.05	+0.07	-0.01	0.09
Ba II	+0.05	+0.05	-0.03	0.08
Eu II	+0.05	+0.06	-0.03	0.08

and also barium for some stars near the turnoff point of these two clusters.

*Strontium* (Fig. 3a): there is some (expected, see Ryan et al. 1991) spread in the [Sr/Fe] ratios of our field halo stars, but these ratios still follow the general trend found in other studies (e.g. Burris et al. 2000; Mashonkina et al. 2003, and references therein). Strontium abundances could be determined for almost the whole sample, with the exception of

four stars – owing to strong blends in the Sr II lines – (see Table 3). Most of the strontium to iron ratios are solar or slightly oversolar.

The three GCs also follow this trend. NGC 6397 and NGC 6752 have both [Sr/Fe] ratios very close to the solar value:

$[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.04 \pm 0.14$  and  $[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = -0.06 \pm 0.15$  for NGC 6397;

$[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.01 \pm 0.09$  and  $[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = +0.12 \pm 0.19$  for NGC 6752, and 47 Tuc seems definitively to have a rather oversolar strontium to iron ratio:

$[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = +0.36 \pm 0.16$  and  $[\text{Sr}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = +0.28 \pm 0.14$ .

The abundance spreads among the two star types in the clusters (subgiants or dwarves) are comparable, but as we already noticed in Paper I, there seems to be a larger spread for dwarves than for subgiants in NGC 6752. We can add that the abundance spreads are probably due in major part to the difficulty of positioning the continuum level in the fits of the Sr II lines in the three clusters. In any case, the standard deviations given here (see also Table 4) are larger than the difference between the ratios in the subgiants and in the dwarves, which we can remark is quite small ( $\leq 0.1$  dex).

*Yttrium* (Fig. 3b): our field halo sample abundance distribution agrees well with previous studies at intermediate metallicity (Burris et al. 2000; Fulbright 2002, and references therein). The dispersion in the yttrium to iron ratios is comparable to what is found in other studies at this metallicity range, and almost all our field sample stars have [Y/Fe] ratios concentrated around the solar value.

We can notice that the GCs follow this trend and also have values very close to the solar ratio. Yttrium abundances were obtained for almost each star type in the three clusters, and we obtained an upper limit for the TO stars in NGC 6397:

$[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.20 \pm 0.09$  and  $[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} \leq -0.17 \pm 0.13$  for NGC 6397;

$[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.01 \pm 0.13$  and  $[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = -0.03 \pm 0.11$  for NGC 6752;

$[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.11 \pm 0.10$  and  $[\text{Y}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = +0.06 \pm 0.01$  for 47 Tuc. For the two clusters NGC 6752 and NGC 6397, the standard deviations are larger than the dispersion between the ratios in the different stellar types, while in the case of 47 Tuc we note a small offset (0.17 dex) in the [Y/Fe] ratio between the subgiants and the dwarves.

*Barium* (Fig. 3c): barium abundances have been determined for all the field halo stars. Most of them have solar or oversolar barium to iron ratios, which is in good agreement with previous publications of metal-poor star analyses in this metallicity range (Burris et al. 2000; Fulbright 2002; Mashonkina et al. 2003). The dispersion found among our sample stars for a given metallicity agrees also with previous data.

The three GCs follow exactly the same trend. We find:

$[\text{Ba}/\text{Fe}]_{(\text{SG})} = -0.17 \pm 0.06$  and  $[\text{Ba}/\text{Fe}]_{(\text{TO})} = -0.31 \pm 0.06$  for NGC 6397;



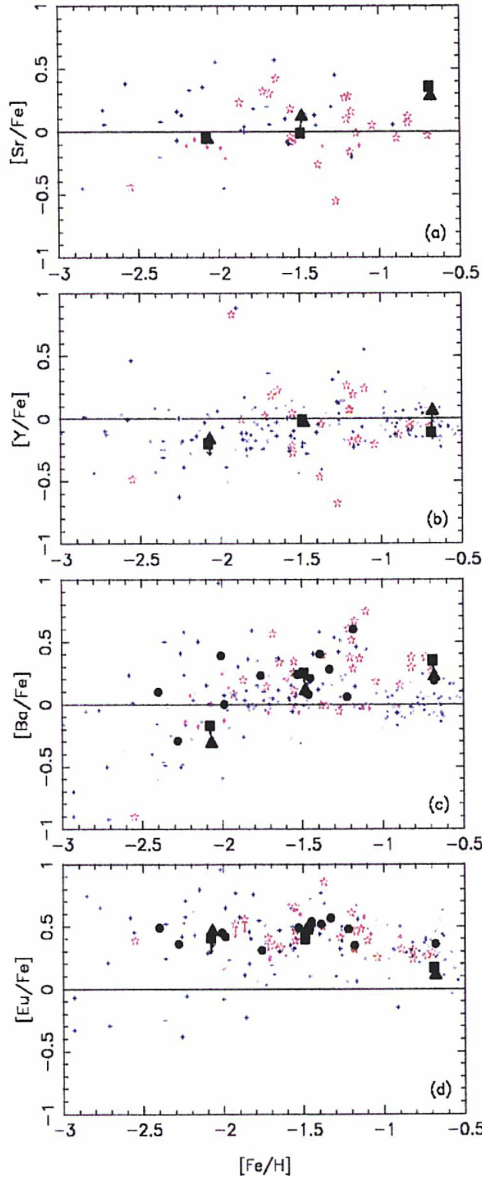


Fig. 3.  $[X/Fe]$  mean ratios for the  $n$ -capture elements in Galactic globular clusters compared to field stars. *Filled squares* ( $\blacksquare$ ): subgiants in 47 Tuc, NGC 6752 and NGC 6397. *Filled triangles* ( $\blacktriangle$ ): TO stars in the three clusters (a line joins the two mean points for each globular cluster). *Open stars* ( $*$ ): our sample of field halo stars. *Small crosses* ( $+$ ,  $\times$ ,  $*$ ): other field stars taken from the literature (Borris et al. 2000; Fulbright 2000; Mashonkina & Gehren 2001; Mashonkina et al. 2003). *Filled circles* ( $\bullet$ ): other Galactic globular clusters (with increasing metallicity: M 15, M 92, NGC 6287, NGC 6293, NGC 6541, M 13, M 79, M 3, NGC 288, NGC 362, M 5, M 4 and M 71); abundances are from François (1991), Armosky et al. (1994), Shetrone (1996), Sneden et al. (1997), Ivans et al. (1999, 2001), Shetrone & Keane (2000), Lee & Carney (2002), Ramírez & Cohen (2003) and Sneden et al. (2004).

$[Ba/Fe]_{(SG)} = +0.25 \pm 0.08$  and  $[Ba/Fe]_{(TO)} = +0.11 \pm 0.09$  for NGC 6752;

$[Ba/Fe]_{(SG)} = +0.35 \pm 0.12$  and  $[Ba/Fe]_{(TO)} = +0.22 \pm 0.12$  for 47 Tuc. For the three clusters, we note a small offset between the subgiants and the dwarves (0.14 dex in NGC 6397 and NGC 6752 – see also Paper I –, and 0.13 in 47 Tuc), the latter having always the lower value in a given cluster. From these data points only, we could easily conclude that the  $[Ba/Fe]$  ratio in Galactic GCs undergoes a soft decline as the metallicity decreases below  $-2.0$ , just as is seen in the metal-poor field stars (Gratton & Sneden 1994; Fulbright 2002, and references therein), but a quick comparison to previous abundance analyses of giants in Galactic GCs (Armosky et al. 1994; Shetrone 1996; Sneden et al. 1997, 2000, 2004; Ivans et al. 1999; Shetrone & Keane 2000; Ivans et al. 2001; Lee & Carney 2002; Ramírez & Cohen 2003) shows that the existing dispersion of the  $[Ba/Fe]$  ratio becomes larger at low metallicities, so that no real conclusion can yet be drawn. Anyway, these studies give  $[Ba/Fe]$  ratios in giants ranging from  $-0.29$  to  $+0.60$  in GCs with metallicities between  $-2.40$  and  $-0.68$ , and our analysis is wholly compatible with these values.

**Europium** (Fig. 3d): europium abundances have been determined for almost the whole sample, and upper limits are given for the only three field halo stars where no reliable measure was possible. The abundance spread is noticeably smaller than for the other  $n$ -capture elements in the field sample. The field stars all have oversolar europium to iron ratios concentrated around  $+0.40$  dex, and they agree completely with the ratios given by other studies at intermediate and low metallicity (Fulbright 2002; Mashonkina et al. 2003, and references therein).

The GCs follow this trend remarkably well as we find (upper limits have been preferred for NGC 6397):

$[Eu/Fe]_{(SG)} \leq +0.41 \pm 0.09$  and  $[Eu/Fe]_{(TO)} \leq +0.46 \pm 0.00$  for NGC 6397;

$[Eu/Fe]_{(SG)} = +0.40 \pm 0.09$  and  $[Eu/Fe]_{(TO)} = +0.47 \pm 0.08$  for NGC 6752;

$[Eu/Fe]_{(SG)} = +0.17 \pm 0.00$  and  $[Eu/Fe]_{(TO)} = +0.11 \pm 0.00$  for 47 Tuc. We can see that there is almost no difference between the subgiants and the TO stars. Giants in other GCs give very similar results (oversolar values near  $+0.40$ – $0.50$  dex), as seen from Armosky et al. (1994), Shetrone (1996), Sneden et al. (1997, 2000, 2004), Ivans et al. (1999, 2001), Shetrone & Keane (2000), Lee & Carney (2002) and Ramírez & Cohen (2003). The dispersion in the  $[Eu/Fe]$  ratio among all these Galactic globular clusters is extremely small in comparison to the existing scatter of the  $[Ba/Fe]$  ratio in the same clusters.

We did not observe any systematic effect between our field halo stars and previous analyses of field stars (we used data from Borris et al. 2000; Fulbright 2002; Mashonkina et al. 2003) in the same metallicity range ( $-3.0 \leq [Fe/H] \leq -0.5$ ). Consequently, as our cluster stars have been observed in the same conditions as the field star sample, we did not expect to

find any systematic effect in the abundance ratios found for the cluster stars.

The choice of analysing subgiants and especially dwarves near the TO point in the three clusters is very interesting. As a matter of fact, most of the previous studies of globular clusters have been made with bright giant stars ( $V \sim 11\text{--}12$  mag), which have very strong and broad lines. To produce accurate abundances for heavy ( $n$ -capture) elements in such stars is not easy for several elements like strontium (strong and broad lines) or europium (weak and blended lines). With our sample of fainter stars ( $V \sim 15\text{--}17.5$  mag), we have obtained accurate abundances for barium and yttrium, but also for the strong lines of strontium and even for europium. The abundances of yttrium, barium and europium are in fair agreement with previous abundance determinations made in a couple of giants in 47 Tuc, NGC 6752, and NGC 6397 (Norris & Da Costa 1995; Castilho et al. 2000). To our knowledge, these are the first precise measurements of heavy element abundances in such a sample of unevolved stars, and these are probably also the first results for strontium abundances in these three GCs.

For the three GCs, the standard deviation around a mean ratio (see Table 4) gives a good idea of the internal errors (excitation potentials,  $gf$ , equivalent widths, line fits...) in all the lines used for the abundance determinations. When combined with the errors in the atmospheric parameters (see Table 5), it gives an estimation of the total error in the abundance determination of a given element. The errors in the individual [ $n$ -capture/Fe] ratios are here usually a bit larger than the difference between the ratios in the subgiants and in the TO stars, and if combined with the errors in the atmospheric parameters they definitively are larger. For strontium, yttrium and europium, this means that the data could be compatible with a unique mean value for each cluster (with the exception of the [Y/Fe] ratio in 47 Tuc that shows a difference of 0.17 dex between subgiants and TO stars). The case of barium seems a bit different: the [Ba/Fe] ratios systematically show small offsets (0.13–0.14 dex) between the subgiants and the TO stars in our three clusters, but the origin of this difference (real effect, quality of the spectra, physical models, non-LTE effects, details of the hfs correction – which varies strongly with the line strength – ...) is still unclear. This difference also seems to be present in M 5, which is one of the very few other GCs where abundances were determined simultaneously in a small group of subgiants and in stars near the turnoff: Ramírez & Cohen (2003) observed 5 subgiants ( $V \sim 17$  mag) and 6 TO stars ( $V \sim 18$  mag). The mean value (from the data in their Table 5D) for the [Ba/Fe] ratio in M 5 should be  $-0.17 \pm 0.09$  in the subgiants and  $-0.33 \pm 0.25$  for the stars near the TO point. It would however be very hazardous to reach any general conclusion on this matter because Ramírez & Cohen (2003) did not present abundances of other  $n$ -capture elements in their sample of subgiants and in the TO stars of M 5, so that no further comparison can be done.

As a conclusion, we can again mark the excellent agreement between the [ $n$ -capture/Fe] ratios in the three GCs NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc, and in the field halo stars. In addition, the comparison to other Galactic GCs for which [Ba/Fe] and [Eu/Fe] ratios were also available showed

practically no dispersion in the [Eu/Fe] ratios and excellent agreement in the [Eu/Fe] ratios between all the GCs at different metallicities. This could mean that these Eu abundances were already fixed in the Interstellar Medium (ISM) when the clusters formed. An existing dispersion in the [Ba/Fe] ratios similar to that of the field halo stars is also seen in this comparison, indicating a possible complex origin of the Ba abundances, e.g. involving contributions from early generations of intermediate-mass stars in the clusters.

#### 4.2. Neutron-capture elements ratios

The  $r$ -process element Eu is frequently compared to Ba, which is representative of the  $s$ -process in the Sun. Previous analyses of metal-poor stars (Gratton & Sneden 1994; McWilliam et al. 1995; McWilliam 1998; Burris et al. 2000; Fulbright 2002) have shown that the [Ba/Eu] ratio decreases at low metallicities and approaches a pure  $r$ -process ratio in most of the very metal-poor stars (see also the reviews by Truran et al. 2002; Cowan & Sneden 2004). This ratio can thus be used to test the relative importance of the  $r$ - and  $s$ -processes to the initial mix of materials at the birth of the stars, being very helpful in identifying the  $n$ -capture nucleosynthesis mechanisms that are responsible for the production of the heavier elements ( $Z \geq 56$ ) in field stars but also in GCs.

While the abundance patterns of the heavy  $n$ -capture elements in field halo stars are commonly explained with a  $r$ -process synthesis at very low metallicities followed by a progressive enrichment due to *main s*-process contributions at higher metallicities, the origin of the light ( $30 < Z < 56$ )  $n$ -capture elements such as Sr or Y, which can be also produced by a *weak s*-process, is more complex and is believed to involve at least one additional nucleosynthesis source (Burris et al. 2000; Honda et al. 2004; Travaglio et al. 2004, and references therein). It is therefore interesting to study the ratios of the lighter to the heavier  $n$ -capture elements in order to constrain these formation processes.

These processes are also likely to happen in GCs; it is therefore also very important to extend such analyses to these peculiar objects and to compare their behaviour to that of the field stars with similar stellar parameters. Figure 4 shows the [Ba/Eu] and [Sr/Ba] abundance ratios as a function of the metallicity for our programme stars (plus additional data from the literature). The horizontal full line in both panels (Figs. 4a and b) marks the total solar abundance ratio ([Ba/Eu]  $\equiv 0$  and [Sr/Ba]  $\equiv 0$ ).

[Ba/Eu] (Fig. 4a): the dotted line marks the solar  $r$ -process-only fractional ratio  $[\text{Ba}/\text{Eu}]_{(r\text{-only})} = -0.70$ , which is obtained using the data of Arlandini et al. (1999).

A first quick look at this figure reveals a dispersion in the [Ba/Eu] ratio. This is mainly a direct consequence of the previously described dispersion in the Ba abundances in our field stars as well as among the different clusters (see Figs. 3c and d). Regarding our sample of field stars, the [Ba/Eu] ratios are distributed near or below the solar value, between the solar  $r+s$  mix and the solar  $r$ -only fractional ratio, and are fully compatible with previous analyses in this



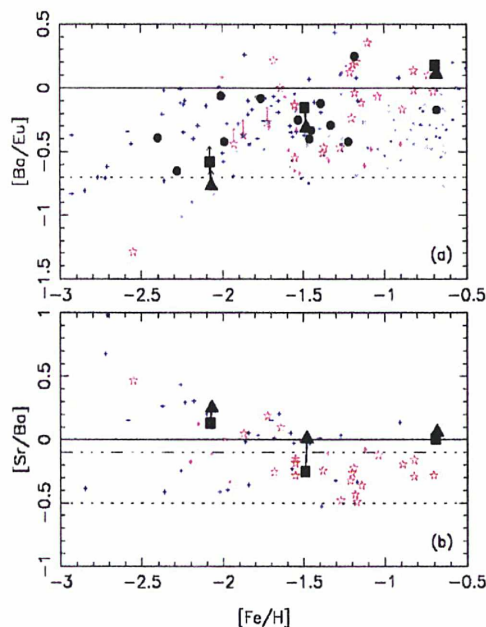


Fig. 4. Comparison of the [Ba/Eu] (Panel a) and [Sr/Ba] (Panel b) ratios for Galactic globular clusters and field halo stars (same symbols than in Fig. 3).

metallicity range (shown in the figure: Burris et al. 2000; Fulbright 2000; Mashonkina & Gehren 2001; Mashonkina et al. 2003).

Our three GCs clearly show a decline of the [Ba/Eu] ratio with decreasing metallicities, which is similar to that observed in the field stars. But we must still be cautious with that assumption. In fact, when we add other GCs for comparison, the dispersion among the clusters makes it more difficult to draw a final conclusion: 47 Tuc (this work) and M 71 (Ramírez & Cohen 2003), which are the most metal-rich ( $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0.7$ ) clusters in this figure, have [Ba/Eu] ratios very close to that of the solar  $r+s$  mix; GCs at intermediate metallicity ( $-2.0 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.0$ ), like NGC 6752 (see also Paper I), M 5 (Shetrone 1996; Ivans et al. 2001; Ramírez & Cohen 2003), M 79 (François 1991), NGC 362 (Shetrone & Keane 2000), M 13 and M 3 (Snedden et al. 2004) show clearly undersolar ratios slightly lower than that of M 71, but still higher than the solar  $r$ -only fractional ratio, while NGC 6541 (Lee & Carney 2002) and NGC 288 (Shetrone & Keane 2000) have ratios closer to that of the solar mix, and M 4 (Ivans et al. 1999) is oversolar (but this dispersion is still compatible with the dispersion among field stars); the most metal-poor clusters ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.0$ ), NGC 6397 (this work), NGC 6287, NGC 6293 (Lee & Carney 2002), M 92 (Shetrone 1996) and M 15 (Snedden et al. 1997) have undersolar ratios equal to or even lower than all the previously cited clusters; in particular NGC 6397 and M 92 have [Ba/Eu] ratios very close to the solar  $r$ -only fractional ratio. Finally, we can add

that the dispersion between the dwarves and the subgiants in our three programme clusters is very small and that the data are compatible with a unique mean point for each cluster.

[Sr/Ba] (Fig. 4b): the solar  $r$ -process-only fractional ratio  $[\text{Sr}/\text{Ba}]_{(r\text{-only})} = -0.50$  is also represented here by a dotted line, and the dash-dotted line indicates the higher ratio  $[\text{Sr}_{(r+s)}/\text{Ba}_{(r)}] = -0.10$  that is found when including a weak  $s$ -process contribution to the solar strontium, according to Arlandini et al. (1999).

After a first inspection of this figure, we notice that the dispersion of the [Sr/Ba] ratio in the field stars seems lower than the dispersion in Sr or Ba taken separately (see Figs. 3a and c). Our sample of field halo stars follows exactly the pattern of previous studies in field stars at these metallicities (Burris et al. 2000; Mashonkina & Gehren 2001) and it shows an increase in the [Sr/Ba] ratio at the lowest metallicities. For  $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -1.5$ , the [Sr/Ba] ratio is slightly below the solar system  $r+s$  mix, and at lower metallicities it increases and becomes oversolar, but the dispersion is also larger. In any case, the [Sr/Ba] is always higher than the solar  $r$ -only fractional ratio.

Our three programme clusters also show abundance ratios which are similar to those of field halo stars, and the data also seem to indicate a higher [Sr/Ba] ratio in NGC 6397, which is the most metal-poor cluster in our programme. To our knowledge, there are no other measurements of Sr in GCs that we could have used as a comparison, so that we cannot give any final conclusion on the general behaviour of the [Sr/Ba] ratio in GCs. The dispersion in these clusters is also very small. The difference in the [Sr/Ba] ratio between the dwarves and subgiants of NGC 6752 seems to be mainly due to observational errors and has already been discussed in Paper I.

Both ratios in GCs are compatible with field stars in the same metallicity range, but it is also interesting to compare the most metal-poor as well as the most metal-rich GCs with very metal-poor and  $r$ -elements rich stars like CS 31082-001 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.90$ , Hill et al. 2002) and CS 22892-052 ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -3.10$ , Sneden et al. 2003), which both show  $n$ -capture ratios very close to a pure  $r$ -process origin. In particular, the GCs M 5, M 79, NGC 6293 and M 15 show [Ba/Eu] ratios very close to that of CS 31082-001 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.46$ ), while two of the most metal-poor clusters, NGC 6397 and M 92, have ratios very similar to that of CS 22892-052 ( $[\text{Ba}/\text{Eu}] = -0.65$ ). But none of these clusters present a [Sr/Ba] ratio close to those of these two stars ( $[\text{Sr}/\text{Ba}] = -0.52$  in CS 31082-001, and  $-0.39$  in CS 22892-052). The most metal-rich clusters, 47 Tuc and M 71, show abundance ratios that depart significantly from those two  $r$ -process enriched metal-poor stars.

To summarize, the [Ba/Eu] and [Sr/Ba] ratios in GCs follow the trends found in field stars in the metallicity range  $-2.5 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -0.5$ , clearly showing an enrichment process that is incompatible with an  $r$ -only origin of the  $n$ -capture elements. This implies definitively that  $s$ -process contributions



must be taken into account for the synthesis of the heavy elements in GCs. To our knowledge, there have been (almost) no other precise determinations of Sr abundances in GCs until now, so that we cannot compare all of our data to previous studies. But our results seem to support strongly the idea of having several different nucleosynthesis sources for the heavy elements in GCs (at the least, the “classical”  $r$ -process, and the *main* and/or *weak*  $s$ -processes).

## 5. Discussion

### 5.1. About globular clusters and field stars

For most of the very metal-poor field halo stars ( $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -2.5$ ) it is commonly assumed that  $n$ -capture elements have been created exclusively by the  $r$ -process occurring during type II supernovae explosions (“ $r$ -only hypothesis”). While the first suggestions of Truran (1981) had only been based upon data for a few individual metal-poor stars (e.g. Spite & Spite 1978), more recent systematic observations of heavy elements in extended samples seem to support strongly this hypothesis (e.g. Gilroy et al. 1988; Ryan et al. 1996; Burris et al. 2000; Fulbright 2002; Johnson & Bolte 2002; François et al. 2003, and references therein). For such metal-poor stars, it is assumed that the “classical”  $r$ -process is alone responsible for the production of the heavier ( $Z \geq 56$ )  $n$ -capture elements, while the large and increasing scatter in the  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratio at very low metallicities, e.g. as seen in the data of Honda et al. (2004), reveals a possible second type of  $r$ -process for some of the lighter ( $30 < Z < 56$ )  $n$ -capture elements (see the recent reviews of Truran et al. 2002, and Cowan & Sneden 2004). This could be interpreted by different mass ranges of supernovae being responsible for the production of the light or the heavy  $n$ -capture elements (Qian & Wasserburg 2000; Wanajo et al. 2003). At higher metallicities, other events begin to contribute to the production of the heavy elements in the Galactic halo. Many neutron-capture elements are then also produced by the *main*  $s$ -process which occurs during the He-burning phases of low- or intermediate-mass AGB stars of typically  $1-4 M_{\odot}$ . Several light  $n$ -capture elements like strontium or yttrium can also partly be produced by an additional (*weak*)  $s$ -process source, during the He-core burning of massive stars (see also Busso et al. 1999; Travaglio et al. 2004, and references therein).

Concerning the origin of the heavy elements in GCs in comparison to the field halo stars, many questions may arise, but we will concentrate mainly on these: what is the origin of their metallicities? Are GCs self-enriched? How can they be so homogeneous in Fe-peak elements and neutron-capture elements, but show such high dispersions in the light metal abundances? Do heavy elements in globular clusters share a common origin with field halo stars of similar metallicities? Until now, no models and no predictions have been made on this subject, leaving these questions still unanswered.

Let us briefly summarize some of the latest results obtained from the abundance analyses of globular cluster scarcely evolved stars:

1. Correlations or anticorrelations may exist between several light metals in globular cluster stars (e.g. O–Na, and

Mg–Al) at all evolutionary phases (Gratton et al. 2001; Ramírez & Cohen 2003; Carretta et al. 2004).

2. Neutron-capture elements do not show such relations as a function of other (lighter) elements, and this is also independent of the evolutionary phase (Paper I, and this work).
3. There is almost no variation in the abundances of heavy elements between stars at different evolutionary phases in a given globular cluster (Paper I, and the present work).

The third point seems to be confirmed not only in our three programme clusters, but also in M 71 and M 5, at least for barium, which is the only heavy element presented by Ramírez & Cohen (2003) in stars fainter than the RGB. We expect that this shall be confirmed by future analyses in other clusters. For the present work, it supports strongly the idea that we can compare directly our sample of faint turnoff stars and subgiants to bright giants in other GCs (see Sect. 4).

The so-called abundance “anomalies” of the light metals in GCs can be interpreted in the light of self-pollution scenarios (Cottrell & Da Costa 1981), which predict that these inhomogeneities arise from the mass lost by intermediate-mass ( $4-6 M_{\odot}$ ) stars during their AGB phase (Ventura et al. 2001; D’Antona et al. 2002). Some of these models can explain and/or predict very well the existing anticorrelations between light metals, but until now none of them clearly explains the origin of the cluster’s metallicities, nor do they give any clues on the  $r$ - $s$ -process elements ratios. Moreover, Fenner et al. (2004) recently developed a self-consistent model of the chemical evolution of intracluster gas to test whether the observed “anomalies” of NGC 6752 have been caused by contamination from intermediate-mass AGBs. Their model does not distinguish the case where cluster stars form from gas already contaminated by AGB ejecta, and the case where existing stars accrete AGB material. They conclude that, for their particular model, intermediate-mass AGBs do not seem to be the major cause of all the observed globular cluster abundance anomalies. It is obviously not yet clear if GCs are completely formed out of already enriched matter, and if the heavy element content of the cluster has a primordial origin. Additional models are required, starting e.g. from the “classical” scenario of self-enrichment proposed by Cayrel (1986) or Truran et al. (1991).

### 5.2. The “classical” self-enrichment scenario

For GCs as for field stars, a first generation of massive stars ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ ) of short lifetime ( $\tau \lesssim 10^8$  years) and the associated type II SNe are expected to be the major source of nucleosynthesis on a timescale compatible with a halo collapse timescale ( $<10^8-10^9$  years). However, the most metal-poor field stars and the GCs could have different origins and could have been independently contaminated by the ejecta of massive stars and type II SNe. But if we assume a common origin, different models of self-enrichment could be adopted for the clusters. Cayrel (1986) and Truran et al. (1991) proposed simple models of self-enrichment where the metallicity distribution of GCs is a superposition of that of a metal-poor, primary, and possibly primordial system, and that of a secondary system born from matter processed by the primary system. In



these scenarios, the metallicity of the old halo clusters can be understood as caused by self-pollution of primordial ( $Z = 0$ ) clouds: the first zero-metal stellar generation is polluted by massive stars ( $M \gtrsim 10 M_{\odot}$ ) and type II SNe formed in these massive collapsing clouds. The next generation of stars formed the currently observed generation in the halo GCs. The abundance ratios of younger GCs formed during the flattening of the protogalaxy is explained along the classical view of progressive metal enrichment.

Truran (1988) proposed a test to see whether this kind of self-enrichment scenario is appropriate for GCs, provided by careful observations of abundance patterns in the most metal-rich clusters associated with the halo population. Field stars at comparable metallicities show abundance patterns relative to iron which are evolving toward those of solar system matter. This reflects the nucleosynthesis contributions from intermediate-mass stars of longer lifetimes that enriched the ISM in C, N, Fe-peak nuclei and  $s$ -process heavy elements. But self-enrichment of a globular cluster should happen on a much shorter timescale. Thus, if self-enrichment indeed occurred for the halo GCs, then even the most metal-rich clusters should exhibit both the high  $[\alpha/\text{Fe}]$  ratios and the  $r$ -process dominated heavy element patterns which characterize the ejecta of massive stars, as they are seen in the spectra of the most metal-poor field halo stars.

This means that the heavy element ratios  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  and  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  should reflect an  $r$ -process origin, e.g. like the peculiar stars CS 31082-001 (Hill et al. 2002) and CS 22892-052 (Snedden et al. 2003). But this pattern is clearly not seen among GCs, independently of the metallicity. The  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  ratios indicate clearly a growing contribution of the *main*  $s$ -process to the chemical enrichment of GCs, and the  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratios confirm this by departing significantly from a pure  $r$ -process value (see Figs. 4a and 4b). The fact that some of the most metal-poor clusters show  $[\text{Ba}/\text{Eu}]$  ratios very close to a pure  $r$ -process value but a  $[\text{Sr}/\text{Ba}]$  ratio that departs significantly from the  $r$ -process only ratio could also indicate an additional source for the production of strontium (the *weak*  $s$ -process, which can show some contributions at these metallicities). The presence of anticorrelations between several  $\alpha$ -elements (O–Na, Mg–Al) in the clusters is also incompatible with a simple self-enrichment model. A more elaborate model is required to explain the formation of the halo GCs. However, the idea that abundance ratios of younger GCs can be explained “along the classical view of progressive metal enrichment” is still interesting. As a matter of fact, 47 Tuc is  $\sim 2.6$  Gyr younger and much more metal-rich than NGC 6752 or NGC 6397 (Gratton et al. 2003c), so that it seems to indicate that younger (disk) clusters must definitively have been formed out of pre-enriched matter in a similar way to field stars at high metallicities.

### 5.3. Alternative scenarios

Thoul et al. (2002) continued the development of the EASE scenario (*Evaporation/Accretion/Self-Enrichment*) of Parmentier et al. (1999) that explains how accretion could have altered the stellar surface composition of GCs and halo

metal-poor stars. According to the EASE scenario, an important fraction of the metal-poor halo stars was initially formed in GCs, where they accreted the  $s$ -process enriched gas produced by cluster stars of higher-masses. This process modified their surface chemical composition. Later these stars evaporated from the cluster and formed a part of the current halo population. The evolution of GCs is described in two phases: (1) “first generation” very metal-poor stars have rather high masses ( $M \approx 3\text{--}60 M_{\odot}$ ). The most massive stars quickly evolve to become supernovae and enrich the intracluster medium in  $\alpha$ - and  $r$ -process elements. These supernova remnants enrich the primordial ISM gas and trigger star formation. If the gravitational potential of the proto-cluster is too weak, the stars evaporate and become field halo stars. If the gravity is strong enough, a GC is formed. (2) At this point, the chemical composition of the intracluster gas is definitively fixed in  $\alpha$ - and  $r$ -process elements. Intermediate-mass stars become AGB stars and produce  $s$ -process elements, which are brought to their surface by the third dredge-up. Stellar winds may eject these elements into the surrounding intracluster medium. This  $s$ -process enriched gas can eventually be accreted by low-mass main sequence stars and pollute their surface chemical composition.

Our results show very homogeneous  $[\text{Eu}/\text{Fe}]$  ratios in all GCs. This could be in agreement at least with the first phase of the EASE scenario (first generation of high-mass stars, and fixed composition in  $r$ -process elements). But if this accretion mechanism is really efficient, it is expected to affect especially the star’s convective zone. When a star evolves and becomes a giant, its convective zone becomes much larger, so that a dilution effect is expected in the  $s$ -process enrichment between main sequence turnoff stars and stars at the top of the giant branch. Our results show that the content in  $s$ -process elements may be very different from one cluster to the other, but that it does not vary inside a given cluster. It seems on the contrary that GCs are quite homogeneous in their heavy element content ( $r$ - and  $s$ -process elements), independently of the evolutionary phase of the star. Our results for turnoff stars and subgiants in 47 Tuc, NGC 6752, and NGC 6397 are also compatible with the previous analyses of giants by Norris & Da Costa (1995), and Castilho et al. (2000). We find a very small but systematic dispersion in the  $[\text{Ba}/\text{Fe}]$  ratios between turnoff stars and subgiants in these three GCs that we still cannot completely explain (errors in the stellar parameters, in the line parameters, or in the fitting method; non-LTE effects – see Sect. 4 –). However, if this effect is real, it does not support an accretion scenario, as we obtain slightly higher values in dwarves than in subgiants, but the dilution in the growing convective zone should produce the opposite results.

In any case, the fact that we find homogeneous abundances of  $s$ -process elements and simultaneously “abundance anomalies” in the light metals also in dwarves (Gratton et al. 2001; Carretta et al. 2004), but no correlation between both observations, is very interesting because dwarves cannot produce neutron-capture elements alone, nor do they undergo deep mixing episodes. To explain both observations at the same time, we could think, for example, that GCs may have been formed out of matter which was already enriched in  $\alpha$ -,  $r$ - and  $s$ -elements, just like “normal” field halo stars at intermediate or high



metallicity. The “abundance anomalies” among light metals could then be explained with self-pollution mechanisms (Ventura et al. 2001; D’Antona et al. 2002) acting only over a restricted mass range of the contaminating AGB stars, so that the composition of the GCs in *s*-process elements is not altered, or at least only in a very small, nearly undetectable, amount. This could explain why the abundance patterns of neutron-capture elements in GCs agree so well with those of field halo stars in the same metallicity range. It would also be compatible with the idea that GCs should not always be considered as “primordial” objects because, after all, we can observe field stars that are up to several hundred times more metal-deficient than the most metal-poor GCs (François et al. 2003; Christlieb et al. 2004).

Beasley et al. (2003) suggested an alternative scenario in which the most metal-poor halo GCs may have a pregalactic origin and may have been enriched by the first supernovae in the universe. They find that one pair-instability supernova alone, issued from a very massive primordial star ( $140 < M/M_{\odot} < 260$ ), could have been sufficient to enrich primordial gas to a metallicity of  $[Fe/H] \sim -2.0$ . They do not make predictions for the light metals that can be affected by stellar evolution processes (O, Na...), and concentrate only on elements which are heavier than silicon. Several problems arise for this kind of model: (1) a combination of masses for the Population III stellar progenitors is needed to fit simultaneously the observed abundance ratios of  $[Si/Fe]$ ,  $[Ca/Fe]$ , and  $[Ti/Fe]$ ,  $[V/Fe]$ , or  $[Ni/Fe]$ ; (2) such massive progenitors cannot produce neutron-capture elements (no *s*- or *r*-process). Additional physics (rotation of the massive star, pollution of the immediate environment) could probably explain the presence of neutron-capture elements in GCs, but in any case this scenario hardly explains why the light metals also show a huge dispersion in main-sequence turnoff stars.

## 6. Conclusions

We have determined abundances for several neutron-capture elements in stars near the turnoff and at the base of the RGB in three globular clusters at different metallicities (NGC 6397, NGC 6752, and 47 Tuc). These data have been obtained at the VLT in the framework of the ESO-Large Programme “Distances, Ages, and Metal Abundances in Globular Clusters”, using the high-resolution echelle spectrograph UVES. All the observed stars are fainter than  $V \sim 15$  in magnitude. These are the first results concerning neutron-capture elements in these scarcely evolved stars.

We have used our data to test several scenarios proposed for the formation of globular clusters in the Galaxy. From this analysis, we conclude that the “classical” self-enrichment scenario as it was proposed e.g. by Truran et al. (1991), cannot explain the observed abundances of neutron-capture elements. More elaborate models (e.g. Thoul et al. 2002; Beasley et al. 2003) still have difficulties in explaining these abundance ratios. However, our main results (Paper I, and this work) can be summarized as follows:

1. Globular clusters do not seem to show any clear correlation or anticorrelation in the abundance patterns of the

neutron-capture elements or between heavy elements and light metals.

2. Almost all globular clusters are very homogeneous in the abundances of heavy elements, independent of the evolutionary phase of the observed globular cluster stars.
3. The heavy element abundance patterns, and the  $[Ba/Eu]$  and  $[Sr/Ba]$  ratios, indicate clearly a progressive chemical enrichment in *s*-process elements with increasing metallicity for all globular clusters.

Considering these results, if a self-pollution scenario is assumed to explain the huge dispersions observed in the light metals (Ventura et al. 2001; D’Antona et al. 2002), we could conclude that the contaminating stars should not be able to produce sufficient amounts of *s*-process elements to yield a clear, visible, correlation between these “abundance anomalies” and the neutron-capture elements in globular clusters.

There are still only very few observations of very faint stars in globular clusters, so that many points still require stronger supportive evidence. Further observations in other clusters are needed, e.g. to confirm: (1) the homogeneity in the abundances of neutron-capture elements at different evolutionary phases, from the main sequence to the top of the giant branch; (2) if the existing dispersion in the  $[Ba/Eu]$  ratio among the most metal-poor ( $[Fe/H] \lesssim -2.0$ ) clusters is real. More modelling is also needed, not only to explain the formation of the clusters, or the strong dispersion observed in the light metals, but also including predictions on the neutron-capture elements.

*Acknowledgements.* The authors would like to thank the referee, J. Cohen (California Institute of Technology, USA), for her comments. A part of this work was done while G.J. and P.F. were visiting the Sophia University and the National Astronomical Observatory in Tokyo, Japan. S. Wanajo, Y. Ishimaru, W. Aoki and S. Honda are warmly thanked for the many very helpful discussions. G.J. would also like to thank R. Cayrel (Obs. de Paris, France) for his advice.

## References

- Arlandini, C., Käppeler, F., Wisshak, K., et al. 1999, *ApJ*, 525, 886  
 Armosky, B. J., Sneden, C., Langer, G. E., & Kraft, R. P. 1994, *AJ*, 108, 1364  
 Beasley, M. A., Kawata, D., Pearce, F. R., Forbes, D. A., & Gibson, B. K. 2003, *ApJ*, 596, L187  
 Bonifacio, P., Pasquini, L., Spite, F., et al. 2002, *A&A*, 390, 91  
 Burris, D. L., Pilachowski, C. A., Armandroff, T. E., et al. 2000, *ApJ*, 544, 302  
 Busso, M., Gallino, R., & Wasserburg, G. J. 1999, *ARA&A*, 37, 239  
 Carretta, E., Gratton, R. G., Bragaglia, A., Bonifacio, P., & Pasquini, L. 2004, *A&A*, 416, 925  
 Castilho, B. V., Pasquini, L., Allen, D. M., Barbuy, B., & Molaro, P. 2000, *A&A*, 361, 92  
 Cayrel, R. 1986, *A&A*, 168, 81  
 Charbonneau, P. 1995, *ApJS*, 101, 309  
 Christlieb, N., Gustafsson, B., Korn, A. J., et al. 2004, *ApJ*, 603, 708  
 Cottrell, P. L., & Da Costa, G. S. 1981, *ApJ*, 245, L79  
 Cowan, J. J., & Sneden, C. 2004, *Origin and Evolution of the Elements*, 27  
 D’Antona, F., Caloi, V., Montalbán, J., Ventura, P., & Gratton, R. 2002, *A&A*, 395, 69  
 Dickens, R. J., & Bell, R. A. 1976, *ApJ*, 207, 506



- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *A&A*, 275, 101
- Edvardsson, B., Gustafsson, B., Johansson, S. G., et al. 1994, *A&A*, 290, 176
- Fenner, Y., Campbell, S., Karakas, A. I., Lattanzio, J. C., & Gibson, B. K. 2004, *MNRAS* [arXiv:astro-ph/0406360]
- François, P. 1991, *A&A*, 247, 56
- François, P., Depagne, E., Hill, V., et al. 2003, *A&A*, 403, 1105
- Fulbright, J. P. 2000, *AJ*, 120, 1841
- Fulbright, J. P. 2002, *AJ*, 123, 404
- Gilroy, K. K., Sneden, C., Pilachowski, C. A., & Cowan, J. J. 1988, *ApJ*, 327, 298
- Gratton, R. G. 1993, *The Globular Cluster-Galaxy Connection*, ASP Conf. Ser., 48, 246
- Gratton, R. G. 2004, *Mem. Soc. Astron. It.*, 75, 274
- Gratton, R. G., & Sneden, C. 1994, *A&A*, 287, 927
- Gratton, R. G., Sneden, C., Carretta, E., & Bragaglia, A. 2000, *A&A*, 354, 169
- Gratton, R. G., Bonifacio, P., Bragaglia, A., et al. 2001, *A&A*, 369, 87
- Gratton, R. G., Carretta, E., Claudi, R., Lucatello, S., & Barbieri, M. 2003a, *A&A*, 404, 187
- Gratton, R. G., Carretta, E., Desidera, S., et al. 2003b, *A&A*, 406, 131
- Gratton, R. G., Bragaglia, A., Carretta, E., et al. 2003c, *A&A*, 408, 529
- Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2000, *Origin of Elements in the Solar System, Implications of Post-1957 Observations*, 261
- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407
- Hill, V., Plez, B., Cayrel, R., et al. 2002, *A&A*, 387, 560
- Honda, S., Aoki, W., Kajino, T., et al. 2004, *ApJ*, 607, 474
- Ivans, I. I., Sneden, C., Kraft, R. P., et al. 1999, *AJ*, 118, 1273
- Ivans, I. I., Kraft, R. P., Sneden, C., et al. 2001, *AJ*, 122, 1438
- James, G., François, P., Bonifacio, P., et al. 2004, *A&A*, 414, 1071
- Johnson, J. A., & Bolte, M. 2002, *ApJ*, 579, 616
- Kraft, R. P. 1994, *PASP*, 106, 553
- Lawler, J. E., Wickliffe, M. E., den Hartog, E. A., & Sneden, C. 2001, *ApJ*, 563, 1075
- Lee, J., & Carney, B. W. 2002, *AJ*, 124, 1511
- Mallia, E. A. 1977, *A&A*, 60, 195
- Mashonkina, L., & Gehren, T. 2000, *A&A*, 364, 249
- Mashonkina, L., & Gehren, T. 2001, *A&A*, 376, 232
- Mashonkina, L., Gehren, T., & Bikmaev, I. 1999, *A&A*, 343, 519
- Mashonkina, L., Gehren, T., Travaglio, C., & Borkova, T. 2003, *A&A*, 397, 275
- McWilliam, A. 1998, *AJ*, 115, 1640
- McWilliam, A., Preston, G. W., Sneden, C., & Searle, L. 1995, *AJ*, 109, 2757
- Norris, J. E., & Da Costa, G. S. 1995, *ApJ*, 447, 680
- Norris, J., Cottrell, P. L., Freeman, K. C., & Da Costa, G. S. 1981, *ApJ*, 244, 205
- Osborn, W. 1971, *The Observatory*, 91, 223
- Parmentier, G., Jehin, E., Magain, P., et al. 1999, *A&A*, 352, 138
- Qian, Y.-Z., & Wasserburg, G. J. 2000, *Phys. Rep.*, 333, 77
- Ramirez, S. V., & Cohen, J. G. 2003, *AJ*, 125, 224
- Ryan, S. G., Norris, J. E., & Bessell, M. S. 1991, *AJ*, 102, 303
- Ryan, S. G., Norris, J. E., & Beers, T. C. 1996, *ApJ*, 471, 254
- Shetrone, M. D. 1996, *AJ*, 112, 1517
- Shetrone, M. D., & Keane, M. J. 2000, *AJ*, 119, 840
- Sneden, C., Kraft, R. P., Shetrone, M. D., et al. 1997, *AJ*, 114, 1964
- Sneden, C., Pilachowski, C. A., & Kraft, R. P. 2000, *AJ*, 120, 1351
- Sneden, C., Cowan, J. J., Lawler, J. E., et al. 2003, *ApJ*, 591, 936
- Sneden, C., Kraft, R. P., Guhathakurta, P., Peterson, R. C., & Fulbright, J. P. 2004, *AJ*, 127, 2162
- Spite, M. 1967, *Ann. Astrophys.*, 30, 211
- Spite, M., & Spite, F. 1978, *A&A*, 67, 23
- Thoul, A., Jorissen, A., Goriely, S., et al. 2002, *A&A*, 383, 491
- Travaglio, C., Gallino, R., Arnone, E., et al. 2004, *ApJ*, 601, 864
- Truran, J. W. 1981, *A&A*, 97, 391
- Truran, J. W. 1988, *The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*, IAU Symp., 132, 577
- Truran, J. W., Brown, J., & Burkert, A. 1991, *The Formation and Evolution of Star Clusters*, ASP Conf. Ser., 13, 78
- Truran, J. W., Cowan, J. J., Pilachowski, C. A., & Sneden, C. 2002, *PASP*, 114, 1293
- Ventura, P., D'Antona, F., Mazzitelli, I., & Gratton, R. 2001, *ApJ*, 550, L65
- Wallerstein, G., Greenstein, J. L., Parker, R., Helfer, H. L., & Aller, L. H. 1963, *ApJ*, 137, 280
- Wanajo, S., Tamamura, M., Itoh, N., et al. 2003, *ApJ*, 593, 968





## Annexe F

# Abondance du lithium dans l'amas globulaire NGC 6397

**Résumé.** Nous avons utilisé des spectres à haute résolution et à rapport signal-sur-bruit élevé de 12 étoiles du turnoff de l'amas globulaire pauvre en métaux NGC 6397 pour y mesurer l'abondance du lithium. Nous concluons que ces étoiles ont toutes la même abondance de lithium, à savoir  $A(\text{Li}) = 2.34$ , avec un écart-type de 0.056 dex. Nous utilisons ce résultat couplé à des simulations de Monte Carlo pour estimer que le maximum de dispersion intrinsèque autorisé est de l'ordre de 0.035 dex. Il s'agit d'une nouvelle contrainte qui doit être satisfaite par les modèles stellaires prédisant la destruction du lithium. Même si on ne peut exclure une faible destruction de l'ordre de 0.1–0.2 dex comme celle que prédisent les modèles récents, nous soutenons qu'elle n'est cependant pas nécessaire. Ce fait, ainsi que le bon accord avec l'abondance de Li observée dans les étoiles de champ, renforce l'idée de l'origine primordiale du lithium dans les étoiles déficientes en métaux. D'après les prédictions de la nucléosynthèse standard du Big Bang, prendre la valeur ci-dessus en tant qu'abondance du lithium primordial implique une densité baryonique cosmique  $\Omega_b h^2 = 0.016 \pm 0.004$  ou bien  $\Omega_b h^2 = 0.005^{+0.0026}_{-0.0006}$ . La solution d'une densité baryonique plus élevée est en accord avec les résultats récents sur les abondances primordiales de deutérium et d' $^3\text{He}$ , ainsi que sur les estimations obtenues à partir des fluctuations du rayonnement du fond diffus cosmologique.

The lithium content of the globular cluster NGC 6397<sup>★</sup>P. Bonifacio<sup>1</sup>, L. Pasquini<sup>2</sup>, F. Spite<sup>3</sup>, A. Bragaglia<sup>4</sup>, E. Carretta<sup>5</sup>, V. Castellani<sup>6</sup>, M. Centurion<sup>1</sup>, A. Chieffi<sup>7</sup>, R. Claudi<sup>5</sup>, G. Clementini<sup>4</sup>, F. D'Antona<sup>8</sup>, S. Desidera<sup>5,9</sup>, P. François<sup>3</sup>, R. G. Gratton<sup>5</sup>, F. Grundahl<sup>10</sup>, G. James<sup>3</sup>, S. Lucatello<sup>5,9</sup>, C. Sneden<sup>11</sup>, and O. Straniero<sup>12</sup><sup>1</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio Astronomico di Trieste, Via GB Tiepolo 11, 34131 Trieste, Italy<sup>2</sup> European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany<sup>3</sup> Observatoire de Paris- Meudon, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France<sup>4</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy<sup>5</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy<sup>6</sup> Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Piazza Torricelli 2, 56100 Pisa, Italy<sup>7</sup> Istituto di Astrofisica Spaziale, CNR, via Fosso del Cavaliere, 00133 Roma, Italy<sup>8</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio Astronomico di Roma, Via Frascati 33, 00040 Monteporzio Catone, Roma, Italy<sup>9</sup> Dipartimento di Astronomia, Università di Padova, vicolo dell'Osservatorio 2, 35122 Padova, Italy<sup>10</sup> Department of Astronomy, University of Aarhus, Bygning 520, 8000 Aarhus C, Denmark<sup>11</sup> Department of Astronomy and McDonald Observatory, University of Texas at Austin, RLM 15.308, C-1400, Austin, TX, 78712-1083, USA<sup>12</sup> Istituto Nazionale di Astrofisica – Osservatorio Astronomico di Collurania-Teramo, 64100 Teramo, Italy

Received 1 March 2002 / Accepted 15 April 2002

**Abstract.** We make use of high resolution, high signal-to-noise ratio spectra of 12 turn-off stars in the metal-poor globular cluster NGC 6397 to measure its lithium content. We conclude that they all have the same lithium abundance  $A(\text{Li}) = 2.34$  with a standard deviation of 0.056 dex. We use this result, together with Monte Carlo simulations, to estimate that the maximum allowed intrinsic scatter is of the order of 0.035 dex. This is a new stringent constraint to be fulfilled by stellar models which predict Li depletion. We argue that although a mild depletion of 0.1–0.2 dex, as predicted by recent models, cannot be ruled out, there is no compelling reason for it. This fact, together with the good agreement with the Li abundance observed in field stars, supports the primordial origin of lithium in metal-poor stars. Taking the above value as the primordial lithium abundance implies a cosmic baryonic density which is either  $\Omega_b h^2 = 0.016 \pm 0.004$  or  $\Omega_b h^2 = 0.005^{+0.0026}_{-0.0006}$ , from the predictions of standard big bang nucleosynthesis. The high baryonic density solution is in agreement with recent results on the primordial abundance of deuterium and <sup>3</sup>He and on the estimates derived from the fluctuations of the cosmic microwave background.

**Key words.** diffusion – stars: abundances – stars: atmospheres – stars: Population II – Galaxy: globular clusters: NGC 6397 – cosmology: observations

## 1. Introduction

The lithium abundance in metal-poor turn-off stars appears as a *plateau*, independent of metallicity and effective temperature (Spite & Spite 1982a; Spite & Spite 1982b), the so-called *Spite plateau*. Currently its most widely accepted interpretation is that the lithium observed in metal-poor stars has been produced in the big bang and is thus a probe of the universal baryonic density. Recent claims that the *Spite plateau* does not reflect the true primordial abundance which would be either *lower*, due to

chemical evolution effects (Ryan et al. 1999), or *higher* due to Li depletion (Pinsonneault et al. 1999, 2002; Salaris & Weiss 2001; Théado & Vauclair 2001), deal with second order effects. The primordial Li abundance is within ~0.2 dex of the plateau value. Thus there is a general consensus that the bulk of lithium in metal-poor stars is of primordial origin. If this is the case we expect metal-poor stars, wherever in the universe, to show the same Li abundance. The present instrumentation is not capable of providing Li abundances of turn-off stars in nearby external galaxies, however Molaro (1997) suggested that extra-galactic Li has already been detected, at the plateau value, in the blue-metal-poor star CS 22873-139, possibly accreted from an external galaxy. In spite of this, our present knowledge rests on the study of Li abundances in different metal-poor populations of our own Galaxy. The most studied population is the metal-poor

Send offprint requests to: P. Bonifacio,  
e-mail: bonifaci@ts.astro.it

\* Based on observations made with the ESO VLT-Kueyen telescope at the Paranal Observatory, Chile, in the course of the ESO-Large program 165.L-0263.



field halo (Spite & Spite 1982b; Bonifacio & Molaro 1997; Ryan et al. 1999, and references therein). Molaro et al. (1997) have studied lithium in metal-poor thick disc candidates and found that they lie on the *Spite plateau*; two more thick disc stars lying on the plateau were noted by Romano et al. (1999).

Molaro & Pasquini (1994) and Pasquini & Molaro (1996) were the first to study Li in turn-off stars in NGC 6397 and found that it is consistent with the plateau. Recently Thévenin et al. (2001) published Li abundances for seven turn-off stars of NGC 6397, based on UVES data similar to our own, confirming the earlier results. Boesgaard and collaborators have studied lithium in the globular clusters M 92 (Boesgaard et al. 1998), M 13 and M 71 (Boesgaard et al. 2000) using the 10 m Keck telescope and found a sizeable scatter in Li abundances in all three clusters.

The globular cluster NGC 6397 is one of the nearest and best studied ones. It is one of the main targets of the ESO-Large Program 165.L-0263 which we are conducting with the aim of providing accurate abundances, reddenings and distances for globular clusters with a range of metallicities. In Gratton et al. (2001) we provided the abundances of several elements and reached the conclusion that NGC 6397 is a very homogeneous cluster, from the chemical point of view, down to the main-sequence stars. It is also quite metal-poor ( $[Fe/H] = -2.03 \pm 0.02$ ). We deferred the study of Li abundances in turn-off stars to the present paper because we believe lithium deserves special care. From an observational point of view the Li I 670.8 nm resonant doublet, which is the only lithium line observed, is rather weak, asymmetric and difficult to measure accurately in faint objects. From the point of view of the analysis Li is extremely sensitive to the adopted effective temperature, since it is mostly ionized ( $Li\ II > 99.7\%$ ) in the atmospheres of solar-type stars and neutral lithium is only a trace species. Combining the data from Thévenin et al. (2001) with our own, the total number of turn-off stars of NGC 6397 observed at high resolution with a high  $S/N$  ratio is twelve. Such a large sample allows us to tackle the issue of the possible intrinsic dispersion of the Li content among turn-off stars in this cluster.

## 2. Observations

Our spectra were collected at ESO-Paranal with the UVES spectrograph (Dekker et al. 2000) at the Kueryen 8.2 m telescope between June 15th 2000 and June 22nd 2000, and have already been described in Gratton et al. (2001); the log of the observations is given in Table 1, the DIMM seeing was noted, when available. While in Gratton et al. (2001) we have relied on the pipeline, in this paper we reduced all the spectra beginning from the raw data using the MIDAS echelle context. The purpose was both to check the accuracy of the pipeline reduction and to try to improve it, especially trying to get rid of the low frequency variations in the continuum, at the level of a few per-cent which were apparent in the pipeline data.

The stability of the UVES spectrograph proved to be remarkable: the flat-fields were perfectly reproducible from one night to the other, except for the night of the 22nd, for which a slight shift of the order positions of a couple of pixels

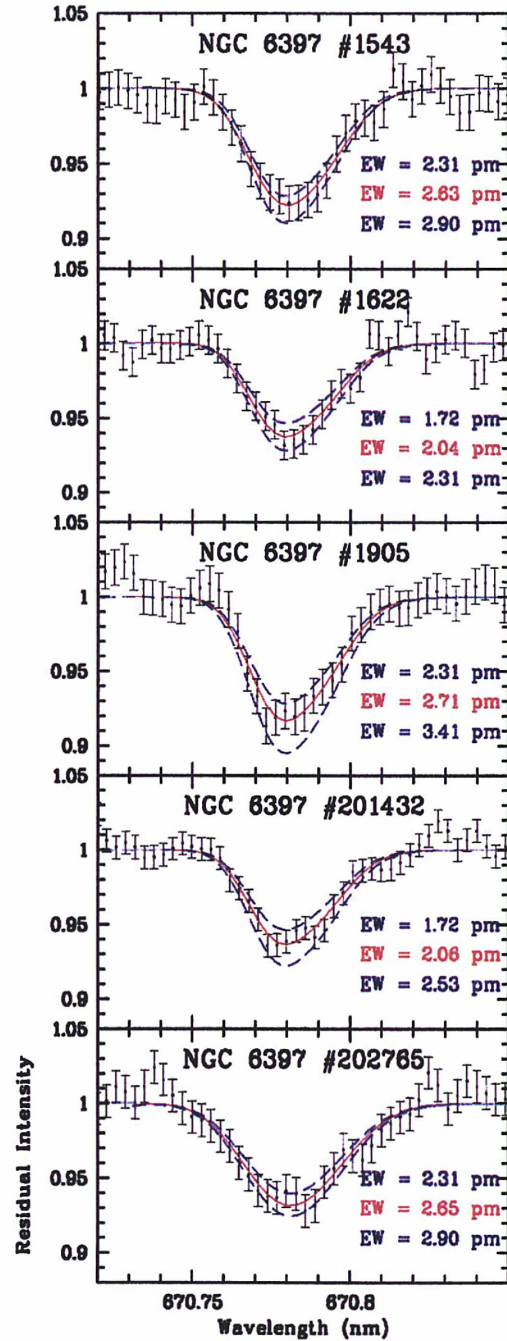


Fig. 1. Li doublet for the program stars.

appeared; the wavelength scale was also extremely stable, the largest peak-to-peak variation in the position of the arc lines observed on different nights was 0.005 nm. The *FWHM* of the

Table 1. Log of the observations.

star #	date	UT	$t_{exp}$	seeing
	d/m/y	h:m:s	s	arcsec
1543	20/06/2000	00:56:06	4500	0.8
1543	20/06/2000	02:12:44	4500	0.8
1543	20/06/2000	03:30:21	3600	1.0
1543	20/06/2000	04:33:03	4500	1.1
1622	16/06/2000	02:21:00	3600	0.6
1622	16/06/2000	03:28:30	3600	0.55
1622	21/06/2000	02:50:40	3600	?
1622	21/06/2000	03:55:12	3600	?
1905	19/06/2000	00:43:52	3600	1.0
1905	19/06/2000	01:45:19	3600	1.0
1905	22/06/2000	00:32:10	3600	0.8
1905	22/06/2000	01:33:28	3600	0.8
201432	18/06/2000	05:00:42	3600	0.8
201432	18/06/2000	06:05:20	3600	0.8
201432	22/06/2000	02:38:09	3600	0.35
201432	22/06/2000	03:41:27	3600	0.35
202765	19/06/2000	02:50:18	3600	1.0
202765	19/06/2000	03:51:39	5400	1.5
202765	21/06/2000	00:42:01	3600	1.1
202765	21/06/2000	01:43:46	3600	?

For all the observations the slit was 1" and the CCD binning 2 x 2.

arc lines in the region of the Li doublet was 0.015 nm, providing a resolution  $R \sim 45\,000$ .

In spite of our efforts we managed to obtain only a moderate increase of the  $S/N$  ratio, with respect to the pipeline data, showing that the quality of the pipeline data is very high and perfectly adequate for scientific analysis. In order to rectify the spectrum, removing the signature of the instrument response function, we used the flux standard Feige 67, which has been observed on June the 15th with the same spectrograph setting as the program stars, except for the slit width which was of 10". The flux data used to calibrate it, was that of Oke (1990). The wavelength scale of the Oke data is uncertain by about 0.6 nm, we therefore arbitrarily shifted his data so that the position of  $H\alpha$  coincided with that in our spectrum. The quality of this relative flux-calibration is of the order of a few percent. This was estimated by comparing the flux of Feige 66, observed on June 20th and calibrated with the response function derived from the observations of Feige 67, to the flux of Oke (1990). Another spectrum of Feige 66, observed on June 17th is almost identical to that of June 20th, after a suitable scaling. This gives us confidence that the instrumental response function is very stable and reproducible. We stress that the purpose of this calibration is only to rectify the spectrum and it is meant to be accurate in a relative, not absolute sense. The flux calibration was not entirely successful in removing the ondulation in the

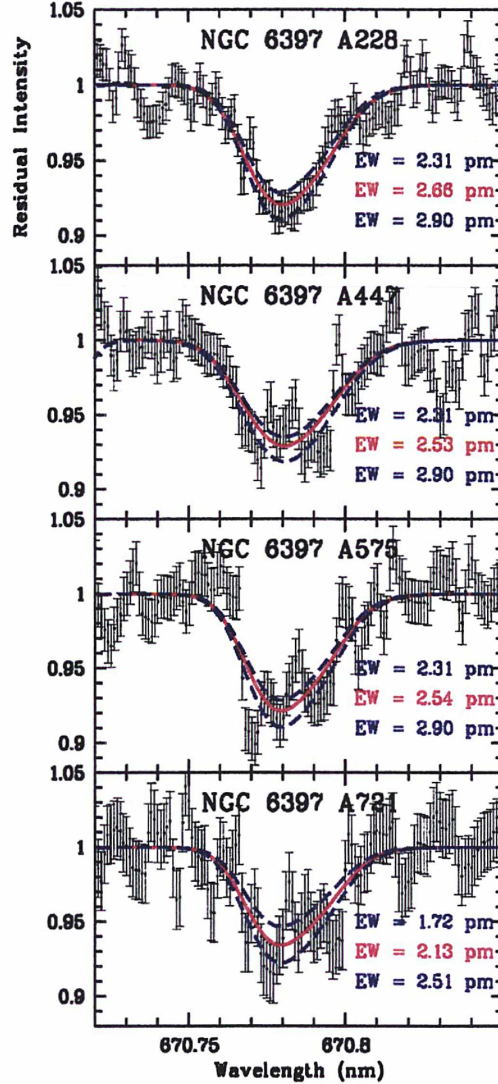


Fig. 2. Li doublet for four of the stars of Thévenin et al. (2001).

continuum; in the end we therefore applied a Fourier high-pass filter to remove it.

For each star we had four independent exposures which were independently calibrated, rectified and then coadded. The coadded spectrum was normalized around the Li doublet by fitting a spline through several continuum windows about 0.2 nm wide.

For the stars of Thévenin et al. (2001) the raw data and calibration frames were retrieved from the ESO-VLT archive and were reduced with exactly the same prescriptions as our own data. With respect to our own data we highlight the following differences of the Thévenin et al. (2001) data: 1) the



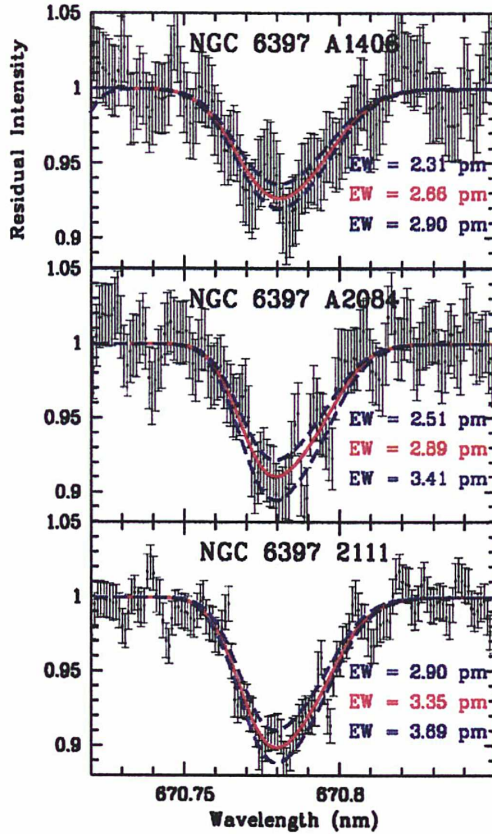


Fig. 3. Li doublet for three of the stars of Thévenin et al. (2001).

CCD binning which was  $1 \times 1$ ; 2) the slit width was  $1''1$ ; 3) the central wavelength was 580 nm, which implies that the Li doublet falls on the MIT CCD; 4) there was no dichroic and observations were taken in the red arm only. The Thévenin et al. (2001) data has a slightly lower resolution and  $S/N$ , although a better sampling of the resolution element. The flux calibration was performed using the standard star LTT9239, observed on 05/06/2000 with the same instrument setup as the stars of NGC 6397. Like for our own data multiple spectra of the same star were coadded and normalized with a spline.

### 3. Equivalent widths measurements

In order to measure accurately the equivalent width of the Li doublet we used a least-squares minimization to determine the best fitting synthetic profile. Since the data has been rebinned to a constant wavelength step the theorems concerning the statistical properties of the  $\chi^2$  do not apply. Nevertheless  $\chi^2$  fitting may be used and the error conveniently estimated using Monte Carlo simulations (Bonifacio, in preparation).

To perform the minimization we used MINUIT (James 1998) using as fitting parameters equivalent width, broadening (assuming a Gaussian shape, which is appropriate for the

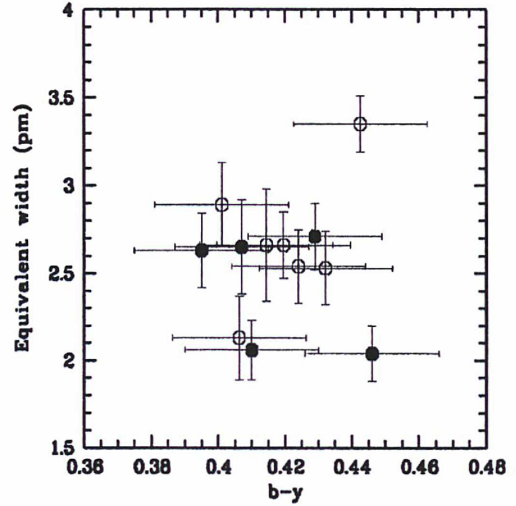


Fig. 4. EW versus  $b-y$ . Filled symbols: stars observed by us; open symbols: stars observed by Thévenin et al. (2001).

UVES instrumental profile), wavelength shift and a multiplicative constant for continuum adjustment. To better constrain the continuum we included also two continuum stretches of 0.2 nm each to the blue and to the red of the line. The  $S/N$  ratio was estimated from the root mean square deviation in these continuum windows and is given in Col. (6) of Table 2. The fitted profiles are shown in Figs. 1–3 together with two bracketing synthetic profiles. The equivalent widths of the fitted profiles in units of pm ( $10^{-12}$  m) are given in Col. (2) of Table 2. It is customary to use the Cayrel formula (Cayrel 1988) to estimate the errors in equivalent widths. This formula assumes a gaussian line profile and depends on the full width at half-maximum of the line, on the pixel size (in wavelength units) and on the  $S/N$  ratio. Since the Li doublet profile is non-gaussian we performed a Monte Carlo simulation to estimate the errors on equivalent widths. For each star we took its best fitting synthetic profile, added Poisson noise to obtain the observed  $S/N$  ratio and performed the fitting several hundreds times. The standard deviation of the fitted equivalent widths was then taken as the  $1\sigma$  error on the measured equivalent width. The derived values are given in Col. (3) of Table 2, the estimates from the Cayrel formula are given in Col. (5). This shows that the Cayrel formula does provide a reasonable estimate of the error. We adopt the results of the Monte-Carlo simulations as error estimates. In Col. (4) of Table 2 we also provide the equivalent widths obtained by fitting a Gaussian to the data (we used the *iraf* task *splot*). One may easily see that the two measures are consistent within errors. In fact at this resolution and  $S/N$  approximating the doublet with a single Gaussian is acceptable.

Table 2. Equivalent widths and Li abundances for TO stars in NGC 6397.

star #	$EW$	$\sigma_{MC}$	$EW_g$	$\sigma_c$	$S/N$	$A(Li)$	$\sigma_{Li}$	$T_V$	$\Delta T_V$	$A(Li)$	$\sigma_{Li}$
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	$T = 6476$ K		$T = T_V$		(11)	(12)
measures from our VLT-UVES data											
1543	2.63	0.21	2.60	0.21	85	2.41	0.07	6401	30	2.36	0.05
1622	2.04	0.16	2.01	0.18	105	2.29	0.07	6394	32	2.24	0.05
1905	2.71	0.19	2.62	0.21	85	2.43	0.07	6456	9	2.41	0.04
201432	2.06	0.17	2.11	0.21	131	2.29	0.07	6427	23	2.26	0.05
202765	2.65	0.27	2.77	0.30	92	2.42	0.08	6394	32	2.36	0.06
measures from archive VLT-UVES data											
A228	2.66	0.19	2.61	0.19	95	2.42	0.07	6274	58	2.28	0.06
A447	2.53	0.21	2.66	0.25	73	2.39	0.07	6374	37	2.33	0.05
A575	2.54	0.21	2.52	0.27	69	2.40	0.07	6362	40	2.32	0.05
A721	2.13	0.24	2.30	0.36	51	2.31	0.08	6386	34	2.25	0.06
A1406	2.66	0.34	2.84	0.42	43	2.42	0.09	6345	44	2.37	0.07
A2084	2.89	0.23	2.88	0.38	48	2.46	0.07	6383	35	2.38	0.05
A2111	3.35	0.16	3.29	0.21	86	2.53	0.06	6207	69	2.33	0.06
measures of Pasquini & Molaro (1996) from NTT-EMMI data											
A611	2.60	0.80						6371	29	2.34	0.18
C4602	3.40	0.67						6306	39	2.42	0.11
A853	4.30	0.50						6206	70	2.48	0.08

#### 4. Li abundances

To determine the Li abundances we fitted the equivalent widths measured as described in the previous section to those computed with the SYNTHE code (Kurucz 1993), as described in Bonifacio & Molaro (1997). The atmospheric parameters are the same adopted in Gratton et al. (2001), namely  $T_{\text{eff}} = 6476$  K;  $\log g = 4.10$  and  $\xi = 1.32$  km s<sup>-1</sup> and a metallicity of  $-2.0$ . An LTE model atmosphere with these parameters was computed with the ATLAS 9 code (Kurucz 1993) using  $\alpha$  enhanced opacity<sup>1</sup> distribution functions with a microturbulent velocity of 1 km s<sup>-1</sup> and with the overshooting option switched off. The results are given in Col. (7) of Table 2. In Col. (8) of the Table we provide also the errors in Li abundance obtained by summing quadratically the errors arising from equivalent widths and from effective temperatures; as error in  $T_{\text{eff}}$  we assumed 90 K, as given in Gratton et al. (2001). For this effective temperature the correction for Li depletion predicted by the standard isochrones of Deliyannis et al. (1990) is zero. The correction for NLTE effects computed by Carlsson et al. (1994) is +0.01 dex.

Although the assumption that all the stars share the same temperature is acceptable to determine the metallicity and the general abundance pattern of the stars, it may prove to be somewhat crude to discuss the dispersion of Li abundances. In

<sup>1</sup> We note that at this low metallicity the differences between models with and without  $\alpha$ -enhancement are negligible as shown e.g., by Gratton et al. (2000).

Gratton et al. (2001) we derived the effective temperature by fitting the mean H $\alpha$  profile, obtained by averaging all the spectra of the different stars, on the assumption that they share the same temperature. To derive temperatures for each star one could fit the individual H $\alpha$  profiles, however, the relatively poor  $S/N$  of the spectra would not allow to derive temperatures with an accuracy better than 150 K. Another possibility is to use  $(b-y)_0$ , but this is even worse: a difference of  $(b-y)_0$  of 0.015 mag translates into a temperature difference of about 130 K. The photometric error alone is of this order of magnitude. Figure 4 shows quite clearly that there is no correlation between  $(b-y)$  and Li equivalent width, which should be the case if  $(b-y)$  is tightly correlated with temperature and the stars have more or less the same Li abundance. Instead our extensive photometry allows us to derive quite accurately the mean locus of the cluster isochrone. What is shown in Fig. 5 is an average with outliers eliminated using an iterative clipping procedure.

It is clear that all the stars observed are slightly brighter than the turn-off where a tight one to one relation holds between  $V$  and  $b-y$ . Adopting the average reddening of  $E(b-y) = 0.137$ , which we derived comparing colours and temperatures of cluster and field stars (Gratton et al. 2001), we may thus map  $V$  onto  $(b-y)_0$  and hence temperature through comparison with the theoretical colors given by Kurucz (1993). These temperatures were corrected to be on the same scale as those from H $\alpha$ , exactly as done for the field stars in Gratton et al. (2001). We recall that this temperature scale agrees quite well with the IRFM temperature scale (Alonso et al. 1996). We have applied



Table 3. Equivalent widths for field stars.

star	$EW$	$\sigma_{EW}$	[Fe/H]	$\log g$	$T_{H\alpha}$	$T_{F94}$	$T_{IRFM}$	$A(\text{Li})$	$\sigma_{\text{Li}}$	$A(\text{Li})$	$A(\text{Li})$
(1)	pm	pm	dex	cgs	K	K	K	(9)	(10)	Tc	TcNLTE
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
HD 108177	3.37	0.09	-1.70	4.44	6027	6090	6067	2.25	0.11	2.28	2.29
HD 116064	3.10	0.09	-1.87	4.35	6192	5822	5923	2.30	0.12	2.31	2.32
HD 140283	4.95	0.06	-2.46	3.67	5898	5814	5691	2.31	0.12	2.36	2.38
HD 166913	3.66	0.13	-1.59	4.08	5921	5955	6020	2.21	0.11	2.25	2.26
HD 181743	3.78	0.09	-1.81	4.42	6130		5927	2.36	0.12	2.38	2.39

this calibration to four field stars with negligible reddening, colours similar to our TO stars and metallicities in the range  $-2.2 \leq [\text{Fe}/\text{H}] - 1.8$ , and found a mean difference of 7 K between these temperatures and IRFM temperatures. With this calibration an error of 0.05 mag in  $V$  translates into an error in the range 20–70 K. These temperatures are given in Col. (9) of Table 2 and the errors deriving from an error 0.05 mag are given in Col. (10). This estimate is somewhat conservative for the photometric error alone, however if there is any variation of reddening, even at the level of 0.01 mag in  $E(B - V)$ , this translates into differences of 0.03 mag in  $V$ . These temperature errors should be interpreted as “internal errors”, thus appropriate to assess the issue of dispersion in Li abundances among the cluster stars. The “external error” which takes into account the systematic error of our adopted temperature calibration is difficult to assess, since it may depend on many different sources, given that the calibration involves several different steps, each with its systematic error. However since we have shown we are on the same scale of Alonso et al. (1996) we may assume the error of this scale as systematic error. This amounts to 80 K in this temperature range.

The Li abundances derived assuming these temperatures are given in Col. (11) of Table 2, and their associate errors in Col. (12). For these temperatures the correction for Li depletion predicted by the isochrones of Deliyannis et al. (1990) is zero for all but the two coolest stars, for which it is of the order of 0.01 dex. The NLTE corrections are also small and all of the order of +0.01 dex for all stars.

## 5. Discussion

### 5.1. Observed dispersion of Li abundances

If we adopt the same temperature for all the stars of NGC 6397 the mean Li abundance is  $A(\text{Li}) = 2.39^2$ , with a standard deviation of 0.07 dex, or  $A(\text{Li}) = 2.40$ , once NLTE effects are accounted for according to Carlsson et al. (1994). The question is whether such a scatter is consistent with the observational errors or if it is larger. The mean error is 0.074 dex, which intuitively suggests that there is no extra scatter. A Kolmogorov-Smirnov test of the null hypothesis that the data do *not* come from a normal distribution with mean 2.39 and standard deviation 0.074 gives a probability of  $\sim 0.32$ , thus rejecting the

<sup>2</sup> on the usual scale  $A(\text{Li}) = \log [N(\text{Li})/N(\text{H})] + 12$ .

hypothesis. One could argue that the Kolmogorov-Smirnov cannot be applied here since the measures have different errors and therefore cannot have been drawn from the same parent distribution. We therefore test the hypothesis that the observed dispersion is simply due to the observational errors by a straightforward Monte Carlo simulation. We generate 1000 sets of 12 Gaussian random numbers with mean 2.39 and standard deviation equal to the error estimate of each data point. For each realization of 12 “observations” we compute the standard deviation  $s$ . The mean value of  $s$  over the sample is 0.073 with a standard deviation of 0.015. Hence the data is consistent with the notion that the stars share the *same* Li abundance, the dispersion being entirely due to observational error. The error on Li abundances is, in fact, largely dominated by the error in  $T_{\text{eff}}$ . A spread in effective temperature of 120 K, neglecting any error in the measurement of equivalent widths, would provide a spread in Li abundances of 0.08 dex, slightly larger than the observed spread. This suggests that the error on the effective temperature is in fact 10 or 20 K *larger* than estimated in Gratton et al. (2001), which is not unreasonable. It is therefore likely that the stars do not share precisely the same effective temperature, as assumed in Gratton et al. (2001).

Let us therefore consider the sample with Li abundances derived assuming the temperatures from the  $V - T_{\text{eff}}$  calibration. It is apparent from the plot in Fig. 6 that there is very little scatter. In fact also the three stars observed with NTT by Pasquini & Molaro (1996) are totally consistent with the present data set, once we adopt the same temperature scale. The mean Li abundance is 2.32 with a standard deviation of 0.056 dex. To verify whether this is compatible with the estimated errors we resort again to a Monte Carlo simulation. The mean standard deviation of 1000 samples is 0.051 with a standard deviation of 0.011. Thus also with this temperature scale, in spite of the very small errors adopted for the temperatures there is no evidence of any intrinsic scatter. In fact we may use these results to place an upper limit on the maximum intrinsic scatter allowed. In order to be not detected at  $1\sigma$  the intrinsic scatter should have been such that, summed quadratically to the mean scatter provided by observational errors (estimated as 0.051 from the Monte Carlo simulation) it does not exceed this mean by more than  $1\sigma$ . Let  $\delta(\text{Li})$  be the intrinsic scatter produced by the Li depletion mechanism, one has  $\delta(\text{Li}) < \sqrt{0.062^2 - 0.051^2} \approx 0.035$ .

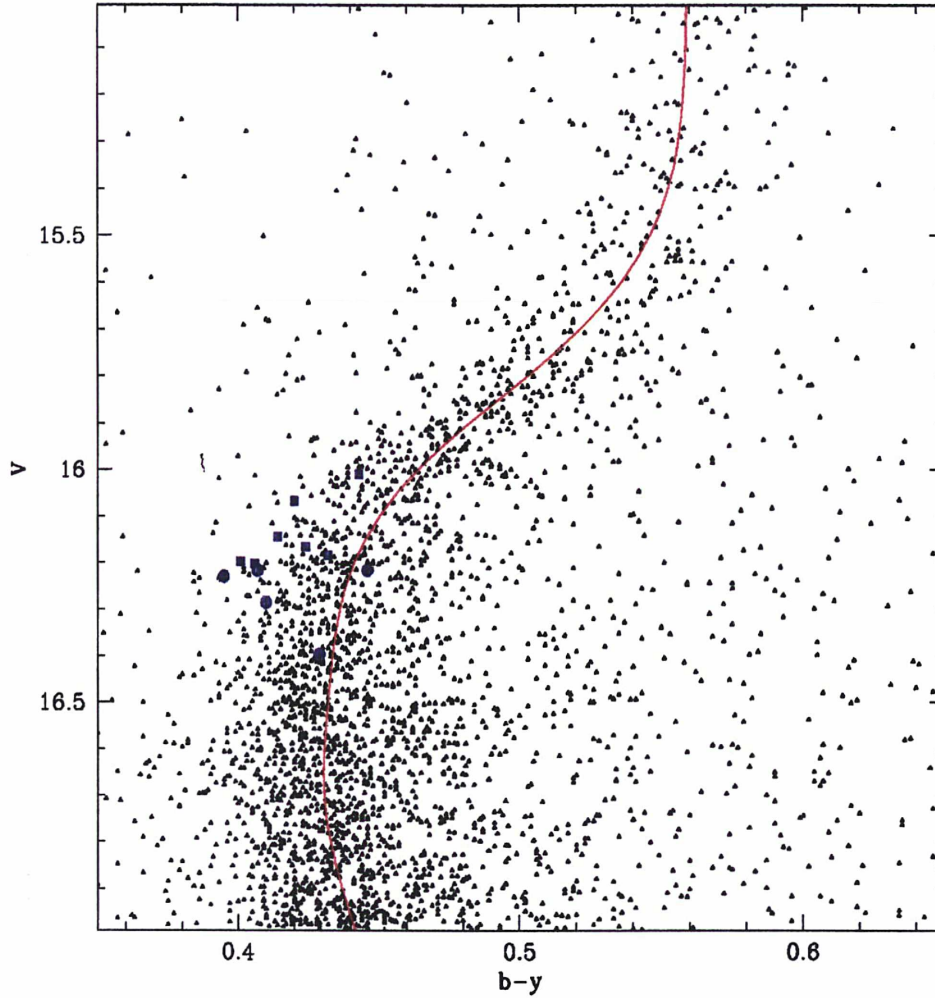


Fig. 5. Color-magnitude diagram of NGC 6397, where our own observations have been calibrated using 3500 stars in common with Anthony-Twarog & Twarog (2000). Filled circles are the stars for which we obtained UVES spectra and filled squares are those observed by Thévenin et al. (2001).

### 5.2. Comparison with previous results

Pinsonneault et al. (1999) reported unpublished results by Thorburn and collaborators which showed a significant dispersion of 0.3–0.5 dex in Li abundances in this cluster, based on spectra of about 20 stars, but since these results have not been published in any detailed form we cannot make any hypothesis on the reason for the discrepancy with the present results.

The difference between the Li abundances given here and those of Thévenin et al. (2001) lies only in the different effective temperatures adopted. Although Thévenin et al. (2001) do not give the Li equivalent widths we used their Li abundances and their effective temperatures to compute the equivalent widths of the Li doublet for their stars, and these were

always within 0.2 pm of our measured equivalent widths, as expected. If we compare the colours for the two sets of stars, by estimating for the Thévenin et al. stars  $(b-y) \approx 0.74(B-V)$ , we find that, although the Thévenin et al. stars are about 0.1–0.2 mag brighter, thus slightly more evolved and, on average, cooler, they span the same colour range as our stars. In Fig. 4 we show equivalent widths for our stars (filled symbols) and for those of the Thévenin et al. (2001) stars (open symbols) as a function of  $(b-y)$ . It is clear that the two sets of stars occupy the same area in this plane.

From Fig. 6 it is clear that our measures are in good agreement with those of Pasquini & Molaro (1996) and the difference in Li abundances is due to the different temperature scales adopted.



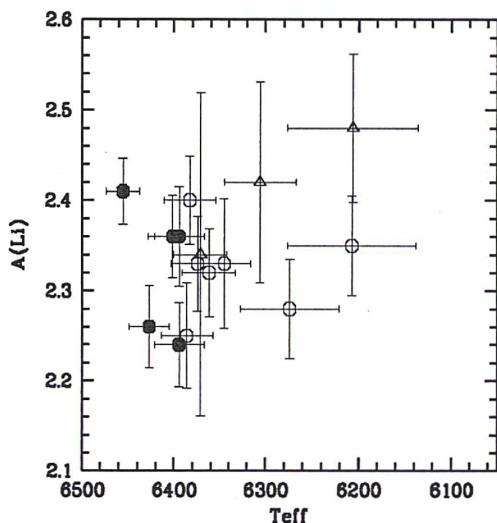


Fig. 6. Li abundances as a function of effective temperatures derived from the location of stars along the cluster mean locus. The four stars observed by us are shown as filled circles, those observed by Thévenin et al. (2001) as open symbols, while the three stars observed by Pasquini & Molaro (1996) are shown as open triangles.

### 5.3. Comparison with field stars

Several halo field stars have been observed at twilight in the course of the program and their atmospheric parameters, determined as done for cluster stars are reported in Gratton et al. (2001). The effective temperatures are different from those of Gratton et al. (2001) due to the better straightening of the spectra achieved here thanks to the flux calibration. To compare the Li content of NGC 6397 with that of field stars we select only those with metallicity below  $[Fe/H] = -1.5$ , which is roughly the value where Li abundances begin to rise off the *Spite plateau*, and effective temperature higher than 5700, which is roughly the value below which Li depletion due to convection becomes non-negligible. In Table 3 we give the equivalent widths of the Li doublet as measured from our spectra, the effective temperatures derived from the  $H\alpha$  profiles and for reference, the effective temperatures of Fuhrmann et al. (1994), also based on Balmer lines, and of Alonso et al. (1996), based on the Infrared Flux Method (IRFM). The observed field stars are somewhat cooler than our cluster stars. As noted by Bonifacio & Molaro (1997) at temperatures below 6300 K, even the *standard* models of stellar evolution predict a slight Li depletion (Deliyannis et al. 1990). Thus to make a meaningful comparison we corrected the Li abundances for the depletion predicted by the isochrones of Deliyannis et al. (1990) and these corrected values are given in Col. (11) of Table 3: the corrections are small for all the stars. Also the correction for NLTE effects, albeit small, is temperature dependent (Carlsson et al. 1994) we thus corrected also for this effect and the corrected values are given in Col. (12) of Table 3. As described above we applied the same corrections also to the stars of NGC 6397.

The star HD 116064 has been noted to be a double-lined spectroscopic binary by Smith et al. (1998) and our spectrum does indeed confirm the duplicity. The veiling is unknown, however the star's Li abundance is comparable with that of the other stars, suggesting that at these wavelengths it is negligible. The mean  $A(Li)$  for the five field stars is 2.29 with a standard deviation of 0.058, in excellent agreement with the mean  $A(Li) = 2.32$  for the 12 TO stars of NGC 6397. If we consider the depletion corrected values, the mean Li abundance is 2.31 for the field stars and 2.32 for the NGC 6397 sample. When considering also the NLTE corrections it becomes 2.33 for the field stars and 2.34 for the cluster stars. We believe there is no need for any sophisticated statistical analysis to conclude that the Li abundance in NGC 6397 is the same as that of the field stars, within the stated errors, supporting the primordial origin of Li in these stars.

Preliminary results of the analysis of a *high quality* sample of field stars with IRFM temperatures have been reported by Bonifacio (2001) and the current best estimate of the plateau Li abundance is  $2.317 \pm (0.014)_{1\sigma} \pm (0.05)_{sys}$ . This value happens to be in perfect agreement with the values found here both for field stars and for NGC 6397 TO stars.

### 5.4. Evolutionary models and Li depletion

There is a long-standing debate concerning Li depletion on the *Spite plateau*. If Li depletion is possible, the pristine Li abundance is higher than the observed. As noted above, *standard* models of stellar evolution cannot account for any significant depletion in dwarf stars. Early attempts to compute more sophisticated models including diffusion (Michaud et al. 1984) or rotation-induced turbulence (Vauclair 1988) predicted large depletions<sup>3</sup> of up to a factor of 10. These models predicted a considerable scatter in the observed Li abundances and also other features, such as a slope of the plateau with effective temperature and metallicity, or an enhanced Li abundance among post-TO stars. All of these effects have been ruled out by the observations.

The situation on the theoretical side has dramatically changed in the last year: new sets of models seem to be able to produce a plateau with very little scatter. The rotationally mixed models of Pinsonneault et al. (2002), the diffusive models of Salaris & Weiss (2001) and the models of Théado & Vauclair (2001), which include rotational-mixing, diffusion and compositions gradients, are all capable of reproducing a plateau, with a very small intrinsic dispersion. It must be however noted, that large depletion factors are not any longer found, and the above papers predict primordial Li abundances in good agreement with the best current estimates of the baryonic density of the universe<sup>4</sup>. The intrinsic dispersions allowed for by the various depletion mechanisms, are somewhat larger than

<sup>3</sup> For the purpose of the present discussion we consider Li to be depleted, even if it is not destroyed, but simply removed from the observable layers of the stars. What is relevant is that the true Li abundance is higher than that deduced from the analysis of the spectrum.

<sup>4</sup> Pinsonneault et al. (2002) derive  $A(Li) = 2.4$ , Salaris & Weiss (2001) and Théado & Vauclair (2001) derive  $A(Li) = 2.5$ .



the maximum value of 0.035 dex derived above; it is unlikely, however, that this value can rule out any of them. A common feature of all models which predict Li depletion is the presence of a small number of “outliers”, i.e. stars with a Li abundance more than  $3\sigma$  below the mean and such objects are indeed known to exist among field stars. It may therefore be of some significance that out of 15 TO stars observed in NGC 6397 none appears to be significantly Li depleted. We maintain that there is no compelling evidence in favour of any of the proposed depletion mechanisms, although none can be ruled out. Economy of hypothesis suggests that *standard* models with no Li depletion should be preferred. In spite of this there are strong arguments in favour of the presence of both diffusion and rotational mixing, although, admittedly, they come mostly from the study of the Pop I.

Helioseismic studies of the Sun imply that atomic diffusion is important (Guenther et al. 1996). Theoretical investigations show that it should be important also in metal-poor stars (Michaud et al. 1984; Castellani et al. 1997; Salaris & Weiss 2001). Lebreton et al. (1999) have shown that the H-R diagram of field stars with accurate parallaxes, in the metallicity range  $-1.0 \leq +0.3$ , is best fitted when models which include diffusion are used. All diffusive models predict that surface lithium sinks below the bottom of the thin surface main sequence convection zone, thus becoming unobservable, i.e. depleted, in our parlance. Two features are predicted by diffusive models: excess dispersion and a downturn at the hot end of the plateau; both are in disagreement with the observations. To alleviate the problem it has been suggested that a modest mass-loss (Vauclair & Charbonnel 1995; Swenson 1995) may undo the sedimentation predicted by diffusion. These mass loss models, however, also predict a down-turn of Li abundances at the hot edge of the *Spite plateau* (Vauclair & Charbonnel 1995) and a constant Li abundance among cooler sub-giants (Swenson 1995), but none of these features is observed. Furthermore there is no observational evidence that such a mass-loss actually occurs. Recently Vauclair (1999) has proposed a model in which meridional circulation, in presence of a composition gradient, created by diffusion, could lead to a quasi-equilibrium stage in which diffusion and circulation are both inhibited. The detailed results for these model and the impact on the *Spite plateau* have been discussed by Théado & Vauclair (2001). The predicted dispersion in the plateau is very small, however there persists a slight downturn at high temperatures and an increased dispersion. Similar results are found by Salaris & Weiss (2001), using purely diffusive models (no rotational mixing and no composition gradients): a very uniform plateau, with a slight downturn, and excess dispersion at the hottest edge, above 6200 K (see their Figs. 7 and 8). This is exactly the region covered by our observations and no downturn or extra dispersion are observed. Admittedly our sample, of 12 stars only, is very small, and Salaris & Weiss (2001) predict, based on their Monte Carlo simulations, that at least 40–50 stars at the hot end of the *Spite plateau* should be observed in order to detect the downturn. Such a number of stars shall be easily available in the near future, with the FLAMES instrument, but for the time being we conclude that our results for NGC 6397 do not support neither the models of Théado & Vauclair (2001) nor those

of Salaris & Weiss (2001). The Li abundance in NGC 6397 is constant and is the same as that of field stars of much lower  $T_{\text{eff}}$ . Also the iron abundance of the TO stars (Gratton et al. 2001; Thévenin et al. 2001) is equal to that of sub-giant and giant stars (Gratton et al. 2001; Castilho et al. 2000). Instead diffusive models predict the photospheric metallicity of a star to constantly decrease, due to diffusion, during its main sequence lifetime, reaching a minimum around the turn-off and then increasing back again to the original metallicity along the red giant branch (Castellani et al. 1997). The observational evidence presented here and in Gratton et al. (2001) is against any significant sedimentation due to diffusion in the stars of NGC 6397, both for Li and Fe.

The strongest evidence of the inadequacy of the standard models probably comes from the study of lithium in open clusters; among them, the presence of the Li dip first discovered in the Hyades (Boesgaard & Tripicco 1987), the observed scatter in Li abundance among the solar type stars in the field and M 67 (Pasquini et al. 1994; Pasquini et al. 1997), require that additional mixing mechanisms, besides convection, are at work. Rotational mixing models have the ingredients to reproduce several of the observed features, and, although they fail in the quantitative reproduction of the observations (see e.g. Randich et al. 2000; Randich et al. 2002), they are promising, especially when considering stars with high masses and large rotational velocities such those around the Li dip. Open cluster data has been interpreted with models with different physical ingredients: Pasquini et al. (2001) used the Charbonnel & Talon (1999) models, which include both rotational mixing and diffusion, for the interpretation of the Li observations of the intermediate age cluster NGC 3680; Boesgaard & King (2002) used the Deliyannis & Pinsonneault (1997) models, which include only rotational mixing, for the interpretation of the Hyades Li and Be data. Therefore there is no “non standard” set of models which is preferred for the explanation of Li observations in Pop I stars. We point out that the Pop II stars are of much lower metallicity and mass. We therefore do not see any compelling argument for the use of “non standard” models, in the case of Pop II stars. The only observable prediction we could verify is that they predict the presence of some “outlier” on a large sample; in a sample of 15 NGC 6397 turnoff stars we do not find any outlier, and this could be therefore taken as a mild indication against extra mixing predicted by “non standard” models. From an observational point of view we wish to add that Lucatello & Gratton (2002) showed that the projected rotational velocities of our stars are less than  $1.7 \text{ km s}^{-1}$ , which provides an additional constraint, to be incorporated in the comparison of theoretical and observational data.

### 5.5. Normal Li and enhanced N: A paradox?

The subgiant stars of the cluster show very strong CN bands. The full analysis of this data shall be presented elsewhere, however preliminary results suggest a conspicuous N enhancement of the order of 1 dex or more. This suggests that the material has been processed through the CNO cycle. Since our current understanding of subgiant stars precludes any mixing to occur



in the star itself one is forced to conclude that the star was either formed from, or polluted by, such processed material. One should therefore expect that the TO stars share the same characteristics, although the CN bands are too weak to be detected and no direct information on N abundance is available. Here lies the paradox: if the material of these stars has been processed at the high temperatures where the CNO cycle is operating, Li should have been destroyed.

Such a paradox has been known to exist for many years for the N-rich metal-poor dwarfs, like HD 166913, studied also in this paper, which are Li – normal (Spite & Spite 1986). In two of these stars Beveridge & Sneden (1994) have found the neutron capture elements to be moderately enhanced and concluded that the most likely source of N and neutron capture elements was material provided by a thermally pulsing AGB star. In the stars of NGC 6397, instead,  $[\text{Sr}/\text{Fe}] \sim -0.1$ ,  $[\text{Ba}/\text{Fe}] \sim -0.2$  and  $[\text{Eu}/\text{Fe}] \sim 0.4$ , as shall be discussed elsewhere. Beveridge & Sneden (1994) also argued that the N enhancement in halo dwarfs is unrelated to the phenomenon observed in N-, Na-, Al-rich, O-poor globular cluster giants, on the grounds that oxygen is not depleted in N-rich dwarfs. The abundance ratio of oxygen and magnesium to iron in this cluster is rather low  $\sim +0.2$ . Both oxygen and magnesium deficiencies could be explained by presence of material processed through complete CNO cycle. We add that Al enrichment is very moderate or absent in N-rich dwarfs, at the level of  $[\text{Al}/\text{Fe}] \sim 0.2$  at most (Beveridge & Sneden 1994; François 1986). Our TO stars in NGC 6397 show a similar low Al enhancement.

Our current understanding of N production require that it is synthesized in intermediate mass stars through CNO cycling (Henry et al. 2000). However the simple picture by which Li is totally destroyed under these condition is not confirmed by recent computations. Ventura et al. (2001) studied the evolution of N and Li in metal-poor massive AGB stars, CNO processing at the bottom of the convective envelope overproduces nitrogen by  $\sim 1.5$  dex; lithium is initially produced by the Cameron-Fowler mechanism (Cameron & Fowler 1971) and then destroyed, but a small amount of matter very Lithium rich is recycled to the interstellar medium. The net result is a reduction of  $\sim 0.6$  dex for stars of metallicity comparable to that of NGC 6397. Note that a mass loss rate four times larger than the one assumed (which is within the uncertainty in the mass loss calibration) would leave the lithium essentially unaltered. Chieffi et al. (2001) have computed models for the evolution of zero metallicity stars. Such intermediate mass stars are capable of producing primary N and the most massive ones experience a normal AGB evolution, including thermal pulses and third dredge-up. What is interesting for us here, is that also in this case there is Li production via the Cameron-Fowler mechanism. We conclude that there are strong theoretical indications that at low metallicities N production is always accompanied by some Li production, so that Li is never totally depleted in the processed material. Mixing such material with material having the big bang lithium abundance would dilute nitrogen leaving it overabundant, but would not touch significantly lithium. Whether this is indeed a viable explanation depends very much on the precise degree of nitrogen enhance-

ment. This may somehow alleviate the paradox, however some fine tuning is still needed in order to produce a Li abundance exactly at the level of the *Spite plateau*.

We are not here in a position to solve this puzzle, however we conclude this section by reasserting what we believe to be a sound observational fact: whichever the cause of these abundance anomalies, it cannot have altered significantly the Li content of the cluster stars.

## 6. Conclusions

The equivalent widths of the Li doublet of the 12 turn-off stars of NGC 6397 observed with VLT+UVES are consistent with the hypothesis that the stars all share the same Li abundance, the spread being entirely explained by observational error. The stars do not have exactly the same temperature but span a range of almost 300 K. We thus consider the chemical homogeneity of this cluster, which we found for iron abundances in Gratton et al. (2001), to be firmly established. Why a globular cluster like NGC 6397 should show a constant Li abundance, with essentially no intrinsic scatter, while M 92, M 71 and M 13 show a scatter is puzzling. We note here however, that while M 92 is a very metal-poor cluster, comparable to NGC 6397, both M 71 and M 13 are rather metal-rich. In fact more metal rich than  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.5$ , which is roughly the metal-rich edge of the *Spite plateau*.

The constancy of Li abundances within the cluster has two important implications:

1. it poses a very stringent upper limit to the maximum intrinsic dispersion allowed for any proposed Li depletion mechanism, which must be less than 0.035 dex.
2. the good agreement between the mean Li abundance in the cluster and that obtained for the field stars suggests that this is in fact the primordial Li abundance.

The mean value of  $A(\text{Li})$  in the cluster, based on 12 stars, including corrections for “standard” depletion and NLTE effects, is  $A(\text{Li}) = 2.34$  with a standard deviation of 0.056. This is a statistical error to which we must add the systematic error corresponding to 80 K in the temperature scale, which amounts to 0.06 dex in Li abundance. Taking this value as the estimate of the primordial Li abundance, we obtain two possible values for the baryon-to-photon ratio:  $n_b/n_\gamma = 4.3 \times 10^{-10}$  which, using the relation  $\Omega_b h^2 = 3.65 \times 10^{-3} \times \eta \times 10^{-10}$ , implies  $\Omega_b h^2 = 0.016 \pm 0.004$ , in good agreement with recent results from the abundance of D (D’Odorico et al. 2001; Levshakov et al. 2002) and  $^3\text{He}$  (Bania et al. 2002) and from the CMB fluctuation spectrum (de Bernardis et al. 2002); or  $n_b/n_\gamma = 1.5 \times 10^{-10}$  which implies a low baryon density  $\Omega_b h^2 = 0.005^{+0.0026}_{-0.0006}$ . In spite of the considerable error on the Li abundance, the error on  $\Omega_b$  is dominated by the error on the theoretical predictions of nucleosynthesis.

The lithium content of NGC 6397 supports the primordial origin of lithium in metal-poor stars and the standard big-bang model without need for any new physics.

*Acknowledgements.* Part of this work was done while PB was at the Observatoire de Paris-Meudon as a visitor. R. Cayrel and M. Spite

are warmly thanked for many helpful discussions. This research was done with support from the Italian MURST/MIUR COFIN2000 grants for the projects "Osservabili stellari di interesse cosmologico" (P.I. V. Castellani) and "Spettroscopia e studio dei processi fisici del Sole e delle stelle di tipo solare" (P. I. G. Peres).

## References

- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1996, *A&A*, 313, 873
- Anthony-Twarog, B. J., & Twarog, B. A. 2000, *AJ*, 120, 3111
- Bania, T. M., Rood, R. T., & Balser, D. S. 2002, *Nature*, 415, 54
- Boesgaard, A. M., & King, J. R. 2002, *ApJ*, 565, 587
- Boesgaard, A. M., & Tripicco, M. J. 1987, *ApJ*, 313, 389
- Boesgaard, A. M., Deliyannis, C. P., Stephens, A., & King, J. R. 1998, *ApJ*, 493, 206
- Boesgaard, A. M., Stephens, A., King, J. R., & Deliyannis, C. P. 2000, *Proc. SPIE*, 4005, 274
- Beveridge, C. R., & Sneden, C. 1994, *AJ*, 108, 285
- Bonifacio, P., & Molaro, P. 1997, *MNRAS*, 285, 847
- Bonifacio, P. 2001, in *The link between stars and cosmology*, ed. M. Chavez, & D. Mayya (Dordrecht: Kluwer), in press
- Cameron, A. G., & Fowler, W. A. 1971, *ApJ*, 164, 111
- Carlsson, et al. 1994, *A&A*, 288, 860
- Castellani, V., Ciacio, F., degl'Innocenti, S., & Fiorentini, G. 1997, *A&A*, 322, 801
- Castilho, B. V., Pasquini, L., Allen, D. M., Barbuy, B., & Molaro, P. 2000, *A&A*, 361, 92
- Cayrel, R. 1988, in *The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*, ed. G. Cayrel de Strobel, & M. Spite (Dordrecht: Kluwer), 345
- Charbonnel, C., & Talon, S. 1999, *A&A*, 351, 635
- Chieffi, A., Domínguez, I., Limongi, M., & Straniero, O. 2001, *ApJ*, 554, 1159
- de Bernardis, et al. 2002, *ApJ*, 564, 559
- Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufert, A., Delabre, B., & Kotzłowski, H. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 534
- Deliyannis, C. P., & Pinsonneault, M. H. 1997, *ApJ*, 488, 836
- Deliyannis, C. P., Demarque, P., & Kawaler, S. D. 1990, *ApJ*, 73, 21
- D'Odorico, S., Dessauges-Zavadsky, M., & Molaro, P. 2001, *A&A*, 368, L21
- François, P. 1986, *A&A*, 160, 264
- Fuhrmann, K., Axer, M., & Gehren, T. 1994, *A&A*, 285, 585
- Gratton, R., Sneden, C., Carretta, E., & Bragaglia, A. 2000, *A&A*, 354, 169
- Gratton, R., et al. 2001, *A&A*, 369, 87
- Guenther, D. B., Kim, Y. -C., & Demarque, P. 1996, *ApJ*, 463, 382
- Henry, R. B. C., Edmunds, M. G., & Köppen, J. 2000, *ApJ*, 541, 660
- James, F. 1998, *MINUIT*, Reference Manual, Version 94.1, CERN, Geneva, Switzerland
- Kurucz, R. L. 1993, CD-ROM 13, 18, Smithsonian Astrophysical Observatory, <http://cfaku5.harvard.edu/>
- Lebreton, Y., Perrin, M. -N., Cayrel, R., Baglin, A., & Fernandes, J. 1999, *A&A*, 350, 587
- Levshakov, S. A., Dessauges-Zavadsky, M., D'Odorico, S., & Molaro, P. 2002, *ApJ*, 565, 696
- Lucatello, S., & Gratton, R. 2002, *A&A*, submitted
- Michaud, G., Fontaine, G., & Beaudet, G. 1984, *ApJ*, 282, 206
- Molaro, P. 1997, *From Quantum Fluctuations to Cosmological Structures*, ASP Conf. Ser., 126, 103
- Molaro, P., & Pasquini, L. 1994, *A&A*, 281, L77
- Molaro, P., Bonifacio, P., & Pasquini, L. 1997, *MNRAS*, 292, L1
- Oke, J. B. 1990, *AJ*, 99, 1621
- Pasquini, L., & Molaro, P. 1996, *A&A*, 307, 761
- Pasquini, L., Liu, Q., & Pallavicini, R. 1994, *A&A*, 287, 191
- Pasquini, L., Randich, S., & Pallavicini, R. 1997, *A&A*, 325, 535
- Pasquini, L., Randich, S., & Pallavicini, R. 2001, *A&A*, 374, 1017
- Pinsonneault, M. H., Walker, T. P., Steigman, G., & Narayanan, V. K. 1999, *ApJ*, 527, 180
- Pinsonneault, M. H., Steigman, G., Walker, T. P., & Narayanan, V. K. 2001, *ApJ*, 571, in press [astro-ph/0105439]
- Randich, S., Pasquini, L., & Pallavicini, R. 2000, *A&A*, 356, L25
- Randich, S., et al. 2002, *A&A*, submitted
- Romano, D., Matteucci, F., Molaro, P., & Bonifacio, P. 1999, *A&A*, 352, 117
- Ryan, S. G., Norris, J. E., & Beers, T. C. 1999, *ApJ*, 523, 654
- Salaris, M., & Weiss, A. 2001, *A&A*, 376, 955
- Smith, V. V., Lambert, D. L., & Nissen, P. E. 1998, *ApJ*, 506, 405
- Spite, M., & Spite, F. 1982a, *Nature*, 297, 483
- Spite, F., & Spite, M. 1982b, *A&A*, 115, 357
- Spite, F., & Spite, M. 1986, *A&A*, 163, 140
- Swenson, F. J. 1995, *ApJ*, 438, L87
- Théado, S., & Vauclair, S. 2001, *A&A*, 375, 70
- Thévenin, F., Charbonnel, C., de Freitas Pacheco, J. A., et al. 2001, *A&A*, 373, 905
- Vauclair, S. 1988, *ApJ*, 335, 971
- Vauclair, S. 1999, *A&A*, 351, 973
- Vauclair, S., & Charbonnel, C. 1995, *A&A*, 295, 715
- Vauclair, S., & Charbonnel, C. 1998, *ApJ*, 502, 372
- Ventura, P., D'Antona, F., Mazzitelli, I., & Gratton, R. 2001, *ApJ*, 550, L65



# Table des figures

1.1	L'amas globulaire NGC 6397 . . . . .	4
1.2	Distribution des amas globulaires en $[\text{Fe}/\text{H}]$ . . . . .	5
1.3	Diagrammes couleur-magnitude des amas globulaires observés . . . . .	6
2.1	Réactions nucléaires dans le plan $(Z, N)$ à partir d'un noyau $(Z, A)$ . . . . .	13
2.2	Abondance des métaux lourds dans le système solaire en fonction du nombre de masse . . . . .	14
3.1	Identification des étoiles observées . . . . .	22
3.2	Spectre schématique d'une raie en absorption et « largeur équivalente » . . . . .	25
4.1	Transfert radiatif dans un cylindre élémentaire . . . . .	29
4.2	Ajustement de la température effective d'une étoile avec $[\text{Fe I}/\text{H}] = f(\chi_{\text{ex}})$ . . . . .	34
4.3	Ajustement de la vitesse de microturbulence d'une étoile avec $[\text{Fe I}/\text{H}] = f(W_\lambda)$ . . . . .	36
4.4	Courbes de croissance théorique et observée pour l'étoile CD-35 0360 . . . . .	37
5.1	Identification des raies de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ) et Eu II ( $\lambda 4129.7$ ) dans des étoiles de NGC 6752 . . . . .	41
5.2	Vérification de la $T_{\text{eff}}$ des étoiles de NGC 6752 à partir de la raie $\text{H}_\alpha$ . . . . .	45
5.3	Spectres synthétiques obtenus pour les raies de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ) et Eu II ( $\lambda 4129.7$ ) dans des étoiles de l'amas NGC 6752 . . . . .	47
5.4	Diagrammes d'abondance $[\text{X}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dans NGC 6752 . . . . .	51
5.5	Diagrammes d'abondance $[\text{X}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{O}/\text{Fe}]$ dans NGC 6752 . . . . .	54
5.6	Diagrammes d'abondance $[\text{X}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Na}/\text{Fe}]$ dans NGC 6752 . . . . .	54
5.7	Diagrammes d'abondance $[\text{X}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ dans NGC 6752 . . . . .	56
5.8	Diagrammes d'abondance $[\text{X}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Al}/\text{Fe}]$ dans NGC 6752 . . . . .	56
5.9	Rapports d'abondance $[\text{Ba}/\text{Eu}]$ dans NGC 6752 . . . . .	59
5.10	Rapports d'abondance $[\text{Sr}/\text{Ba}]$ dans NGC 6752 . . . . .	60
6.1	Vérification de la $T_{\text{eff}}$ des étoiles de 47 Tuc à partir de la raie $\text{H}_\alpha$ . . . . .	68
6.2	Vérification de la $T_{\text{eff}}$ des étoiles de NGC 6397 à partir de la raie $\text{H}_\alpha$ . . . . .	69
6.3	Spectres observés dans la région de la raie de Ba II ( $\lambda 6141.73$ ) . . . . .	72
6.4	Superposition de spectres dans 47 Tuc et NGC 6396 . . . . .	73
6.5	Diagrammes d'abondance $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ . . . . .	80
6.6	Diagrammes d'abondance $[\text{Ba}, \text{Eu}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ . . . . .	82
6.7	Rapports d'abondance $[\text{Ba}/\text{Eu}]$ et $[\text{Sr}, \text{Y}/\text{Ba}]$ en fonction de la métallicité . . . . .	86





# Liste des tableaux

3.1	Paramètres des étoiles observées dans 47 Tuc . . . . .	20
3.2	Paramètres des étoiles observées dans NGC 6752 . . . . .	21
3.3	Paramètres des étoiles observées dans NGC 6397 . . . . .	21
3.4	Paramètres des étoiles de champ . . . . .	23
5.1	Paramètres atmosphériques utilisés pour les étoiles de NGC 6752 . . . . .	42
5.2	Métallicité de l'amas NGC 6752 . . . . .	44
5.3	Abondance des éléments lourds dans les étoiles de l'amas NGC 6752 . . . . .	48
5.4	Estimation des erreurs pour les abondances dans NGC 6752 . . . . .	49
6.1	Paramètres atmosphériques utilisés pour les amas globulaires . . . . .	67
6.2	Paramètres atmosphériques et rapports $S/B$ des étoiles de champ . . . . .	71
6.3	Abondances des étoiles de champ . . . . .	75
6.4	Abondances moyennes dans les amas globulaires . . . . .	76
6.5	Erreurs sur les paramètres atmosphériques dans les amas globulaires et les étoiles de champ . . . . .	78
A.1	Liste de raies pour les éléments lourds . . . . .	99
B.1	Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 4554.0$ ) . . . . .	102
B.2	Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 5853.7$ ) . . . . .	103
B.3	Structure hyperfine de la raie de Ba II ( $\lambda 6141.7$ ) . . . . .	104
B.4	Structure hyperfine de la raie d'Eu II ( $\lambda 4129.7$ ) . . . . .	105
C.1	Abondances et fractions $r$ et $s$ solaires . . . . .	108





# Bibliographie

- ALONSO, A., ARRIBAS, S. ET MARTINEZ-ROGER, C. 1995, *Determination of bolometric fluxes for F, G and K subdwarfs*, *Astron. Astrophys.*, **297**, 197–215.
- ALONSO, A., ARRIBAS, S. ET MARTINEZ-ROGER, C. 1996a, *Determination of effective temperatures for an extended sample of dwarfs and subdwarfs (F0-K5).*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **117**, 227–254.
- ALONSO, A., ARRIBAS, S. ET MARTINEZ-ROGER, C. 1996b, *The empirical scale of temperatures of the low main sequence (F0V-K5V).*, *Astron. Astrophys.*, **313**, 873–890.
- ALONSO, A., ARRIBAS, S. ET MARTÍNEZ-ROGER, C. 1999a, *The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). I. The effective temperature determination by means of the IRFM*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **139**, 335–358.
- ALONSO, A., ARRIBAS, S. ET MARTÍNEZ-ROGER, C. 1999b, *The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). II. Empirical calibration of  $T_{eff}$  versus colours and [Fe/H]*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **140**, 261–277.
- ARLANDINI, C. ET AL. 1999, *Neutron Capture in Low-Mass Asymptotic Giant Branch Stars : Cross Sections and Abundance Signatures*, *Astrophys. J.*, **525**, 886–900.
- ARMOSKY, B. J. ET AL. 1994, *Abundance trends among neutron capture elements in giants of globular clusters M5, M3, M13, M92, and M15*, *Astron. J.*, **108**, 1364–1374.
- ARNETT, D. 1996, *Supernovae and nucleosynthesis. an investigation of the history of matter, from the Big Bang to the present*, Princeton series in astrophysics, Princeton, NJ : Princeton University Press, |c1996.
- ASPLUND, M. 2004, *Globular cluster abundances in the light of 3D hydrodynamical model atmospheres*, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, **75**, 300–+.
- ASPLUND, M., GREVESSE, N. ET SAUVAL, J. 2004, *The solar chemical composition*, à paraître dans ASP Conf. Ser. (réf. : astro-ph/0410214).
- BAADE, W. 1944, *The Resolution of Messier 32, NGC 205, and the Central Region of the Andromeda Nebula.*, *Astrophys. J.*, **100**, 137–+.
- BEASLEY, M. A. ET AL. 2003, *The Metallicity of Pregalactic Globular Clusters : The Observational Consequences of the First Stars*, *Astrophys. J., Lett.*, **596**, L187–L190.
- BEER, H., WALTER, G. ET KAEPPeler, F. 1992, *Measurement of the Se-76(n-gamma) capture cross section and phenomenological s-process studies - The weak component*, *Astrophys. J.*, **389**, 784–790.

- BONIFACIO, P. ET AL. 2002, *The lithium content of the globular cluster NGC 6397*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 91–101.
- BURBIDGE, E. M. ET AL. 1957, *Synthesis of the Elements in Stars*, *Reviews of Modern Physics*, **29**, 547–650.
- BURRIS, D. L. ET AL. 2000, *Neutron-Capture Elements in the Early Galaxy : Insights from a Large Sample of Metal-poor Giants*, *Astrophys. J.*, **544**, 302–319.
- BUSSO, M., GALLINO, R. ET WASSERBURG, G. J. 1999, *Nucleosynthesis in Asymptotic Giant Branch Stars : Relevance for Galactic Enrichment and Solar System Formation*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **37**, 239–309.
- CAMERON, A. G. W. 1957, *Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **69**, 201–+.
- CARRETTA, E. ET GRATTON, R. G. 1997, *Abundances for globular cluster giants. I. Homogeneous metallicities for 24 clusters*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **121**, 95–112.
- CARRETTA, E. ET AL. 2004, *Abundance analysis of turn-off and early subgiant stars in the globular cluster 47 Tuc (NGC 104)*, *Astron. Astrophys.*, **416**, 925–940.
- CASTILHO, B. V. ET AL. 2000, *High resolution abundance analysis of 16 giants and subgiants in the metal-poor globular cluster NGC 6397*, *Astron. Astrophys.*, **361**, 92–100.
- CAYREL, R. 1986, *And if population III were population II?*, *Astron. Astrophys.*, **168**, 81–88.
- CAYREL, R. 1988, *Data Analysis*, dans : *IAU Symp. 132 : The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*, pp. 345–+.
- CAYREL, R. ET JUGAKU, J. 1963, *Predicted fluxes and line intensities in late-type model atmospheres*, *Annales d'Astrophysique*, **26**, 495–+.
- CAYREL, R. ET AL. 2004, *First stars V - Abundance patterns from C to Zn and supernova yields in the early Galaxy*, *Astron. Astrophys.*, **416**, 1117–1138.
- CHARBONNEAU, P. 1995, *Genetic Algorithms in Astronomy and Astrophysics*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **101**, 309–+.
- CHIEFFI, A. ET LIMONGI, M. 2002, *The Explosive Yields Produced by the First Generation of Core Collapse Supernovae and the Chemical Composition of Extremely Metal Poor Stars*, *Astrophys. J.*, **577**, 281–294.
- CHRISTLIEB, N. ET AL. 2004, *HE 0107-5240, a Chemically Ancient Star. I. A Detailed Abundance Analysis*, *Astrophys. J.*, **603**, 708–728.
- CLAYTON, D. D. 1983, *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*, Chicago : University of Chicago Press, 1983.
- CLAYTON, D. D. ET AL. 1961, *Neutron capture chains in heavy element synthesis*, *Ann. Phys.*, **12**, 331–408.
- COTTRELL, P. L. ET DA COSTA, G. S. 1981, *Correlated cyanogen and sodium anomalies in the globular clusters 47 TUC and NGC 6752*, *Astrophys. J., Lett.*, **245**, L79–L82.



- 
- COWAN, J. J. ET SNEDEN, C. 2004, *Advances in r-Process Nucleosynthesis*, dans : *Origin and Evolution of the Elements*, pp. 27–+.
- D'ANTONA, F. ET AL. 2002, *Helium variation due to self-pollution among Globular Cluster stars. Consequences on the horizontal branch morphology*, *Astron. Astrophys.*, **395**, 69–75.
- DEKKER, H. ET AL. 2000, *Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory*, dans : *Proc. SPIE Vol. 4008, p. 534-545, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds., pp. 534–545.
- DICKENS, R. J. ET BELL, R. A. 1976, *Enhanced abundances of nitrogen and s-process elements in red giant stars in omega Centauri*, *Astrophys. J.*, **207**, 506–517.
- EDVARDSSON, B. ET AL. 1993, *The Chemical Evolution of the Galactic Disk - Part One - Analysis and Results*, *Astron. Astrophys.*, **275**, 101–+.
- EDVARDSSON, B. ET AL. 1994, *Boron in the extreme Population II star HD 140283 and the production of light elements in the Early Galaxy*, *Astron. Astrophys.*, **290**, 176–182.
- FENNER, Y. ET AL. 2004, *Modelling self-pollution of globular clusters from AGB stars*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, accepté pour publication, astro-ph/0406360.
- FRANÇOIS, P. ET AL. 2003, *First Stars. III. A detailed elemental abundance study of four extremely metal-poor giant stars*, *Astron. Astrophys.*, **403**, 1105–1114.
- FRANÇOIS, P. ET AL. 2005, *First Stars. VII*, à paraître dans *Astron. Astrophys.*
- FRANCOIS, P. 1991, *Chemical composition of globular cluster stars*, *Astron. Astrophys.*, **247**, 56–63.
- FREIBURGHaus, C., ROSSWOG, S. ET THIELEMANN, F.-K. 1999, *R-Process in Neutron Star Mergers*, *Astrophys. J., Lett.*, **525**, L121–L124.
- FULBRIGHT, J. P. 2000, *Abundances and Kinematics of Field Halo and Disk Stars. I. Observational Data and Abundance Analysis*, *Astron. J.*, **120**, 1841–1852.
- FULBRIGHT, J. P. 2002, *Abundances and Kinematics of Field Stars. II. Kinematics and Abundance Relationships*, *Astron. J.*, **123**, 404–412.
- GILROY, K. K. ET AL. 1988, *Abundances of neutron capture elements in Population II stars*, *Astrophys. J.*, **327**, 298–320.
- GRATTON, R., SNEDEN, C. ET CARRETTA, E. 2004, *Abundance Variations Within Globular Clusters*, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **42**, 385–440.
- GRATTON, R. G. 1993, *Relative Metal Abundances Among Globular Clusters, Field Halo and Old Disk Stars*, dans : *ASP Conf. Ser. 48 : The Globular Cluster-Galaxy Connection*, pp. 246–+.
- GRATTON, R. G. ET SNEDEN, C. 1991, *Abundances of elements of the Fe-group in metal-poor stars*, *Astron. Astrophys.*, **241**, 501–525.
- GRATTON, R. G. ET SNEDEN, C. 1994, *Abundances of neutron-capture elements in metal-poor stars*, *Astron. Astrophys.*, **287**, 927–946.

- GRATTON, R. G., CARRETTA, E. ET CLEMENTINI, G. 1999, *Distances and Ages of Globular Clusters using HIPPARCOS Parallaxes of Local Subdwarfs*, dans : *ASSL Vol. 237 : Post-Hipparcos cosmic candles*, pp. 89–+.
- GRATTON, R. G. ET AL. 2001, *The O-Na and Mg-Al anticorrelations in turn-off and early subgiants in globular clusters*, *Astron. Astrophys.*, **369**, 87–98.
- GRATTON, R. G. ET AL. 2003a, *Abundances for metal-poor stars with accurate parallaxes. I. Basic data*, *Astron. Astrophys.*, **404**, 187–210.
- GRATTON, R. G. ET AL. 2003b, *Abundances for metal-poor stars with accurate parallaxes. II. alpha -elements in the halo*, *Astron. Astrophys.*, **406**, 131–140.
- GRATTON, R. G. ET AL. 2003c, *Distances and ages of NGC 6397, NGC 6752 and 47 Tuc*, *Astron. Astrophys.*, **408**, 529–543.
- GRAY, D. F. 1992, *The observation and analysis of stellar photospheres*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge : Cambridge University Press, 2<sup>nde</sup> Ed.
- GREVESSE, N. ET SAUVAL, A. J. 2000, *Abundances of the Elements in the Sun*, dans : *Origin of Elements in the Solar System, Implications of Post-1957 Observations*, pp. 261–+.
- GRUNDAHL, F. ET AL. 2000, *Exploring star clusters using Strömngren uvby photometry*, dans : *The Galactic Halo : From Globular Cluster to Field Stars*, pp. 503–+.
- GRUNDAHL, F. ET AL. 2002, *Abundances of RGB stars in NGC 6752*, *Astron. Astrophys.*, **385**, L14–L17.
- GUSTAFSSON, B. ET AL. 1975, *A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. I*, *Astron. Astrophys.*, **42**, 407–432.
- HAUCK, B. ET MERMILLIOD, M. 1998, *Uvbybeta photoelectric photometric catalogue*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **129**, 431–433.
- HEGER, A. ET WOOSLEY, S. E. 2002, *The Nucleosynthetic Signature of Population III*, *Astrophys. J.*, **567**, 532–543.
- HELPER, H. L., WALLERSTEIN, G. ET GREENSTEIN, J. L. 1959, *Abundances in Some Population II K Giants*, *Astrophys. J.*, **129**, 700–+.
- HILL, V. ET AL. 2002, *First stars. I. The extreme r-element rich, iron-poor halo giant CS 31082-001. Implications for the r-process site(s) and radioactive cosmochronology*, *Astron. Astrophys.*, **387**, 560–579.
- HONDA, S. ET AL. 2004, *Spectroscopic Studies of Extremely Metal-Poor Stars with the Subaru High Dispersion Spectrograph. II. The r-Process Elements, Including Thorium*, *Astrophys. J.*, **607**, 474–498.
- ISHIMARU, Y. ET AL. 2004, *The Detection of Low Eu Abundances in Extremely Metal-poor Stars and the Origin of r-Process Elements*, *Astrophys. J., Lett.*, **600**, L47–L50.
- IVANS, I. I. ET AL. 1999, *Star-to-Star Abundance Variations among Bright Giants in the Mildly Metal-poor Globular Cluster M4*, *Astron. J.*, **118**, 1273–1300.



- 
- IVANS, I. I. ET AL. 2001, *New Analyses of Star-to-Star Abundance Variations among Bright Giants in the Mildly Metal-poor Globular Cluster M5*, *Astron. J.*, **122**, 1438–1463.
- JAMES, G. ET AL. 2004a, *Heavy elements abundances in turn-off stars and early subgiants in NGC 6752*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 1071–1079.
- JAMES, G. ET AL. 2004b, *Heavy elements and chemical enrichment in globular clusters*, *Astron. Astrophys.*, **427**, 825–838.
- JOHNSON, J. A. ET BOLTE, M. 2002, *The r-Process in the Early Galaxy*, *Astrophys. J.*, **579**, 616–625.
- KRAFT, R. P. 1994, *Abundance differences among globular-cluster giants : Primordial versus evolutionary scenarios*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **106**, 553–565.
- KRAFT, R. P. ET IVANS, I. I. 2003, *A Globular Cluster Metallicity Scale Based on the Abundance of Fe II*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **115**, 143–169.
- KURUCZ, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid.*, ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., **13**.
- LAMBERT, D. L. 1992, *The p-nuclei - Abundances and origins*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **3**, 201–256.
- LAWLER, J. E. ET AL. 2001, *Improved Laboratory Transition Parameters for Eu II and Application to the Solar Europium Elemental and Isotopic Composition*, *Astrophys. J.*, **563**, 1075–1088.
- LEE, J. ET CARNEY, B. W. 2002, *Chemical Abundances of Three Metal-poor Globular Clusters (NGC 6287, NGC 6293, and NGC 6541) in the Inner Halo*, *Astron. J.*, **124**, 1511–1527.
- MALLIA, E. A. 1977, *A survey of element abundances in globular clusters*, *Astron. Astrophys.*, **60**, 195–203.
- MASHONKINA, L. ET GEHREN, T. 2000, *Barium and europium abundances in cool dwarf stars and nucleosynthesis of heavy elements*, *Astron. Astrophys.*, **364**, 249–264.
- MASHONKINA, L. ET GEHREN, T. 2001, *Heavy element abundances in cool dwarf stars : An implication for the evolution of the Galaxy*, *Astron. Astrophys.*, **376**, 232–247.
- MASHONKINA, L., GEHREN, T. ET BIKMAEV, I. 1999, *Barium abundances in cool dwarf stars as a constraint to s- and r-process nucleosynthesis*, *Astron. Astrophys.*, **343**, 519–530.
- MASHONKINA, L. ET AL. 2003, *Mg, Ba and Eu abundances in thick disk and halo stars*, *Astron. Astrophys.*, **397**, 275–284.
- MCWILLIAM, A. 1998, *Barium Abundances in Extremely Metal-poor Stars*, *Astron. J.*, **115**, 1640–1647.
- MCWILLIAM, A. ET AL. 1995, *Spectroscopic Analysis of 33 of the Most Metal Poor Stars. II.*, *Astron. J.*, **109**, 2757–+.

- MINNITI, D. ET AL. 1993, *High-dispersion spectroscopy of giants in metal-poor globular clusters. I - Iron abundances*, *Astrophys. J.*, **413**, 548–561.
- NORRIS, J. ET AL. 1981, *The abundance spread in the giants of NGC 6752*, *Astrophys. J.*, **244**, 205–220.
- NORRIS, J. E. ET DA COSTA, G. S. 1995, *The Giant Branch of omega Centauri. IV. Abundance Patterns Based on Echelle Spectra of 40 Red Giants*, *Astrophys. J.*, **447**, 680–+.
- NORRIS, J. E., DA COSTA, G. S. ET TINGAY, S. J. 1995, *Equivalent Widths for 54 Red Giants in 47 Tucanae, omega Centauri, NGC 6397, M22, and NGC 6752*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **99**, 637–+.
- OSBORN, W. 1971, *Two new CN-strong globular cluster stars*, *Observatory*, **91**, 223–224.
- PARMENTIER, G. ET AL. 1999, *The self-enrichment of galactic halo globular clusters. A clue to their formation ?*, *Astron. Astrophys.*, **352**, 138–148.
- PERRYMAN, M. A. C. ET AL. 1997, *The HIPPARCOS Catalogue*, *Astron. Astrophys.*, **323**, L49–L52.
- PRANTZOS, N. ET AL. 1990a, *The p-process in SN 1987 A*, *Astron. Astrophys.*, **238**, 455–461.
- PRANTZOS, N., HASHIMOTO, M. ET NOMOTO, K. 1990b, *The s-process in massive stars - Yields as a function of stellar mass and metallicity*, *Astron. Astrophys.*, **234**, 211–229.
- QIAN, Y.-Z. ET WASSERBURG, G. J. 2000, *Stellar abundances in the early Galaxy and two r-process components.*, *Phys. Rep.*, **333**, 77–108.
- QIAN, Y.-Z. ET WASSERBURG, G. J. 2001, *A Model for Abundances in Metal-poor Stars*, *Astrophys. J.*, **559**, 925–941.
- RAITERI, C. M. ET AL. 1993, *The Weak s-Component and Nucleosynthesis in Massive Stars*, *Astrophys. J.*, **419**, 207–+.
- RAMÍREZ, S. V. ET COHEN, J. G. 2003, *Abundances in Stars from the Red Giant Branch Tip to near the Main-Sequence Turnoff in M5*, *Astron. J.*, **125**, 224–245.
- RYAN, S. G., NORRIS, J. E. ET BESSELL, M. S. 1991, *Subdwarf studies. IV - Abundance ratios in extremely metal-deficient stars*, *Astron. J.*, **102**, 303–322.
- RYAN, S. G., NORRIS, J. E. ET BEERS, T. C. 1996, *Extremely Metal-poor Stars. II. Elemental Abundances and the Early Chemical Enrichment of the Galaxy*, *Astrophys. J.*, **471**, 254–+.
- SEEGER, P. A., FOWLER, W. A. ET CLAYTON, D. D. 1965, *Nucleosynthesis of Heavy Elements by Neutron Capture.*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **11**, 121–+.
- SHAPLEY, H. 1918, *Globular Clusters and the Structure of the Galactic System*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **30**, 42–+.
- SHETRONE, M. D. 1996, *Al, Mg and Eu Abundances in Globular Cluster Giants. I. Tests of Deep Mixing*, *Astron. J.*, **112**, 1517–+.
- SHETRONE, M. D. ET KEANE, M. J. 2000, *Spectral Comparison of Red Giants in the Second-Parameter Globular Cluster Pair NGC 288 and NGC 362*, *Astron. J.*, **119**, 840–850.



- 
- SIVARANI, T. ET AL. 2004, *First stars IV. CS 29497-030 : Evidence for operation of the s-process at very low metallicity*, *Astron. Astrophys.*, **413**, 1073–1085.
- SNEDEN, C. ET AL. 1996, *The Ultra-Metal-poor, Neutron-Capture-rich Giant Star CS 22892-052*, *Astrophys. J.*, **467**, 819–+.
- SNEDEN, C. ET AL. 1997, *Star-To-Star Abundance Variations Among Bright Giants in the Metal-Poor Globular Cluster M15*, *Astron. J.*, **114**, 1964–+.
- SNEDEN, C., PILACHOWSKI, C. A. ET KRAFT, R. P. 2000, *Barium and Sodium Abundances in the Globular Clusters M15 and M92*, *Astron. J.*, **120**, 1351–1363.
- SNEDEN, C. ET AL. 2003, *The Extremely Metal-poor, Neutron Capture-rich Star CS 22892-052 : A Comprehensive Abundance Analysis*, *Astrophys. J.*, **591**, 936–953.
- SNEDEN, C. ET AL. 2004, *The Chemical Composition Contrast between M3 and M13 Revisited : New Abundances for 28 Giant Stars in M3*, *Astron. J.*, **127**, 2162–2184.
- SPITE, M. 1967, *Étude de l'étoile  $\chi$  Draconis*, *Annales d'Astrophysique*, **30**, 211–+.
- SPITE, M. ET SPITE, F. 1978a, *A comparison between the relative heavy metal abundance of the extreme halo field stars and giant stars of globular clusters*, dans : *IAU Symp. 80 : The HR Diagram - The 100th Anniversary of Henry Norris Russell*, pp. 169–171.
- SPITE, M. ET SPITE, F. 1978b, *Nucleosynthesis in the Galaxy and the chemical composition of old halo stars*, *Astron. Astrophys.*, **67**, 23–31.
- THÉVENIN, F. ET IDIART, T. P. 1999, *Stellar Iron Abundances : Non-LTE Effects*, *Astrophys. J.*, **521**, 753–763.
- THOUL, A. ET AL. 2002, *Accretion of gas by globular cluster stars*, *Astron. Astrophys.*, **383**, 491–501.
- TRAVAGLIO, C. ET AL. 2004, *Galactic Evolution of Sr, Y, And Zr : A Multiplicity of Nucleosynthetic Processes*, *Astrophys. J.*, **601**, 864–884.
- TRURAN, J. W. 1981, *A new interpretation of the heavy element abundances in metal-deficient stars*, *Astron. Astrophys.*, **97**, 391–393.
- TRURAN, J. W. 1988, *Abundance Clues to Early Galactic Chemical Evolution*, dans : *IAU Symp. 132 : The Impact of Very High S/N Spectroscopy on Stellar Physics*, pp. 577–+.
- TRURAN, J. W., BROWN, J. ET BURKERT, A. 1991, *On self-enrichment models for the halo globular clusters*, pp. 78–87, *ASP Conf. Ser. 13 : The Formation and Evolution of Star Clusters*.
- TRURAN, J. W. ET AL. 2002, *Probing the Neutron-Capture Nucleosynthesis History of Galactic Matter*, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **114**, 1293–1308.
- UMEDA, H. ET NOMOTO, K. 2002, *Nucleosynthesis of Zinc and Iron Peak Elements in Population III Type II Supernovae : Comparison with Abundances of Very Metal Poor Halo Stars*, *Astrophys. J.*, **565**, 385–404.
- VENTURA, P. ET AL. 2001, *Predictions for Self-Pollution in Globular Cluster Stars*, *Astrophys. J., Lett.*, **550**, L65–L69.

- WALLERSTEIN, G. ET AL. 1963, *Red Giants with Extreme Metal Deficiencies.*, *Astrophys. J.*, **137**, 280–+.
- WALLERSTEIN, G. ET AL. 1997, *Synthesis of the elements in stars : forty years of progress*, *Reviews of Modern Physics*, **69**, 995–1084.
- WANAJO, S. ET AL. 2002, *The r-Process in the Neutrino Winds of Core-Collapse Supernovae and U-Th Cosmochronology*, *Astrophys. J.*, **577**, 853–865.
- WANAJO, S. ET AL. 2003, *The r-Process in Supernova Explosions from the Collapse of O-Ne-Mg Cores*, *Astrophys. J.*, **593**, 968–979.
- WOOSLEY, S. E. ET WEAVER, T. A. 1995, *The Evolution and Explosion of Massive Stars. II. Explosive Hydrodynamics and Nucleosynthesis*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **101**, 181–+.
- WOOSLEY, S. E. ET AL. 1994, *The r-process and neutrino-heated supernova ejecta*, *Astrophys. J.*, **433**, 229–246.
- YONG, D. ET AL. 2003, *Mg isotopic ratios in giant stars of the globular cluster NGC 6752*, *Astron. Astrophys.*, **402**, 985–1001.
- ZINN, R. 1985, *The globular cluster system of the galaxy. IV - The halo and disk subsystems*, *Astrophys. J.*, **293**, 424–444.
- ZINN, R. ET WEST, M. J. 1984, *The globular cluster system of the galaxy. III - Measurements of radial velocity and metallicity for 60 clusters and a compilation of metallicities for 121 clusters*, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **55**, 45–66.

