

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI
BOLOGNA

FACOLTÀ DI SCIENZE
Corso di Laurea Magistrale in Astrofisica

**DIFFERENZE DI ABBONDANZA
IN COMPONENTI
DI SISTEMI BINARI**

**Candidato:
DANIELE VASSALLO**

**Relatore:
Chiar.mo Prof.**

FRANCESCO FERRARO

**Co-Relatore:
RAFFAELE GRATTON**

Sessione II

Anno Accademico 2013-2014

Indice

Introduzione	v
1 Relazione tra presenza di pianeti giganti e metallicità della stella	1
1.1 Auto-arricchimento	1
1.2 Migrazione planetaria	3
1.3 Ipotesi primordiale	5
1.4 Sistemi binari	6
2 La survey SARG	9
2.1 Spettri template	10
2.2 Definizione del campione	10
2.3 Pianeti scoperti	11
2.4 Analisi di abbondanze	13
2.4.1 Campione FEROS	14
3 Analisi delle primarie	15
3.1 Principi teorici	15
3.2 Misura delle larghezze equivalenti	17
3.3 Determinazione dei parametri atmosferici	20
3.4 Selezione delle righe	24
3.5 Analisi degli errori	25
4 Analisi delle secondarie	27
4.1 Analisi differenziale	27
4.2 Differenze di temperatura	30
4.3 Microturbolenza dei modelli	31
4.4 Analisi degli errori	32
5 Discussione dei risultati	35
5.1 Differenze di abbondanza	35
5.1.1 Stelle non rotanti	35
5.1.2 Stelle rotanti	37
5.2 HD 121298	38
5.3 Stima della massa di ferro accresciuta	41
Conclusioni	45
Bibliografia	47

Introduzione

Senza alcun dubbio uno dei temi più dibattuti nell'ambito della ricerca di pianeti extra-solari sin quasi dalla nascita di questa branca dell'astronomia è la relazione tra presenza di pianeti giganti e metallicità della stella che li ospita. Numerose evidenze osservative si sono accumulate nel corso degli anni a favore della tendenza di questi pianeti ad essere scoperti attorno a stelle di metallicità più alta della media. Uno dei possibili scenari ipotizzati, validato da osservazioni del nostro sistema solare, è che processi di instabilità dinamica interni ad un sistema planetario possano portare materiale roccioso a cadere sulla stella, inquinandone gli strati superficiali e, di conseguenza, incrementandone la metallicità.

Questo lavoro si pone come obiettivo il completamento dell'analisi chimica differenziale di sistemi binari monitorati nel corso di una survey condotta al TNG (Telescopio Nazionale Galileo) con lo spettrografo SARG (Spettrografo ad Alta Risoluzione Galileo), concepita con l'obiettivo primario di cercare pianeti con la tecnica delle variazioni di velocità radiale.

Il particolare metodo di analisi utilizzato in questo lavoro consente di determinare in maniera accurata le differenze di abbondanza tra le componenti di ciascun sistema. Qualora si manifestino differenze significative, nell'ipotesi di auto-arricchimento queste potrebbero essere imputabili alla presenza di un sistema planetario attorno ad una delle componenti. Allo stesso tempo è possibile, con le dovute assunzioni, porre solidi vincoli osservativi sull'entità dell'inquinamento da materiale roccioso in questi sistemi.

Questo lavoro si sviluppa come segue: nel Capitolo 1 è introdotta la problematica scientifica, nel capitolo 2 è presentata brevemente la survey SARG ed è definito il campione analizzato in questo lavoro. La procedura di analisi è descritta nel dettaglio nei capitoli 3 e 4 mentre nel capitolo finale sono discussi i risultati ottenuti.

Capitolo 1

Relazione tra presenza di pianeti giganti e metallicità della stella

Sin quasi dalla scoperta del primo pianeta al di fuori del sistema solare (Mayor & Queloz 1995)[39], è noto come le stelle che ospitano pianeti possiedano tendenzialmente una metallicità più alta rispetto a stelle normali di campo. Evidenza concreta a favore di questa tendenza è stata addotta per la prima volta da Santos et al. (2001)[46] e, negli anni a seguire, diversi altri studi hanno confermato questo risultato (es. Laws et al. 2003)[36]. Come abbia origine questo legame tra metallicità della stella e presenza di pianeti giganti è tuttora argomento di discussione: non è chiaro se la prima sia la causa o la conseguenza della seconda.

Gli scenari proposti sono principalmente tre: auto-arricchimento, migrazione planetaria e origine primordiale. Nonostante il grande sforzo osservativo e teorico, non esiste ad oggi evidenza definitiva a favore dell'uno o dell'altro. Sebbene l'ipotesi primordiale sia attualmente favorita, non è da escludere che altri processi possano ugualmente concorrere.

1.1 Auto-arricchimento

Questo scenario è stato proposto per la prima volta da Gonzalez (1997)[28]. Esso si basa sulla seguente ipotesi: se le condizioni sono tali da consentire l'aggregazione della materia in corpi solidi di diversa dimensione (pianeti, ma anche asteroidi), allora questi stessi corpi, a seguito di fenomeni di instabilità, possono nel corso della vita della stella cadere su di essa inquinandone gli strati superficiali. Da questa prospettiva, la presenza di pianeti sarebbe pertanto la causa dell'elevata metallicità delle stelle che li ospitano.

Da misure della densità superficiale di ferro nel nostro sistema solare, Murray et al. (2001)[43] stimano che, in origine, la fascia degli asteroidi contenesse 5-10 M_{\oplus} di materiale roccioso: di queste, a seguito di perturbazioni indotte da risonanze orbitali con Giove, all'incirca 2 M_{\oplus} sarebbero cadute sul Sole, per un equivalente di $\sim 0.5M_{\oplus}$ di ferro. La metallicità del Sole sarebbe così aumentata di ~ 0.017 dex. Il materiale inquinante non è confinato alla sola fotosfera, bensì subisce un processo di rimescolamento negli strati superficiali della stella a causa dei moti convettivi: più è profonda la regione convettiva, maggiore è il volume in cui il materiale è diluito

e pertanto minore sarà l'effetto risultante sulla metallicità della stella. Una delle maniere per testare osservativamente tale scenario è proprio quella di ricercare, in campioni di stelle con pianeti, eventuali trend tra metallicità e massa della regione convettiva (o equivalentemente tipo spettrale). Murray et al. (2001)[43], ad esempio, hanno esplorato questa possibilità, giungendo alla conclusione che la distribuzione osservata della metallicità in funzione della massa per un ampio campione di stelle di tipo solare sia perfettamente riproducibile assumendo che queste stelle abbiano accresciuto mediamente una quantità di ferro pari a $\sim 0.5 M_{\oplus}$.

Applicando lo stesso metodo su un campione di stelle con pianeti, Murray & Chaboyer (2002)[42] concludono che i dati osservativi sono consistenti con l'accrescimento di $\sim 6 M_{\oplus}$ di ferro.

Un altro possibile test osservativo consiste nella ricerca di trend delle abbondanze chimiche con la temperatura di condensazione: il materiale inquinante è infatti composto prevalentemente di elementi refrattari (elevata T_c) e pertanto ci si attende che essi risultino più abbondanti rispetto a quelli volatili nella fotosfera di una stella auto-arricchita (es. Ecuivillon et al. (2006)[20]). D'altro canto, se una frazione cospicua di elementi refrattari condensa in grani, il gas che accresce sulla stella in formazione ne sarà inevitabilmente carente. Melendez et al.(2009)[40] ipotizzano un simile scenario per il Sole, al fine di giustificare la carenza osservata di elementi refrattari nell'atmosfera della nostra stella in confronto a stelle dalle caratteristiche molto simili (Figura 1.1).

Una convalida osservativa ulteriore potrebbe provenire dalla detezione del ${}^6\text{Li}$ nell'atmosfera della stella: infatti, mentre si ritiene che pianeti come Giove ne preservino l'abbondanza originale, in stelle di tipo solare il ${}^6\text{Li}$ primordiale è completamente distrutto nelle fasi di pre-sequenza principale a seguito di reazioni nucleari con protoni (es. Proffitt & Michaud 1989[45]). Montalbán & Rebolo (2002)[41] hanno dimostrato come l'accrescimento di materiale planetario possa produrre un aumento dell'abbondanza superficiale di Litio osservabile per una frazione significativa della fase di sequenza principale di una stella di tipo solare.

Infine, una differenza di composizione chimica tra l'interno della stella e i suoi strati superficiali può essere evidenziata anche tramite l'astrosismologia: essa può aiutare a discriminare tra modelli stellari classici e arricchiti dal confronto tra i modi di oscillazione da essi predetti e le osservazioni (Bazot et al. 2005)[5].

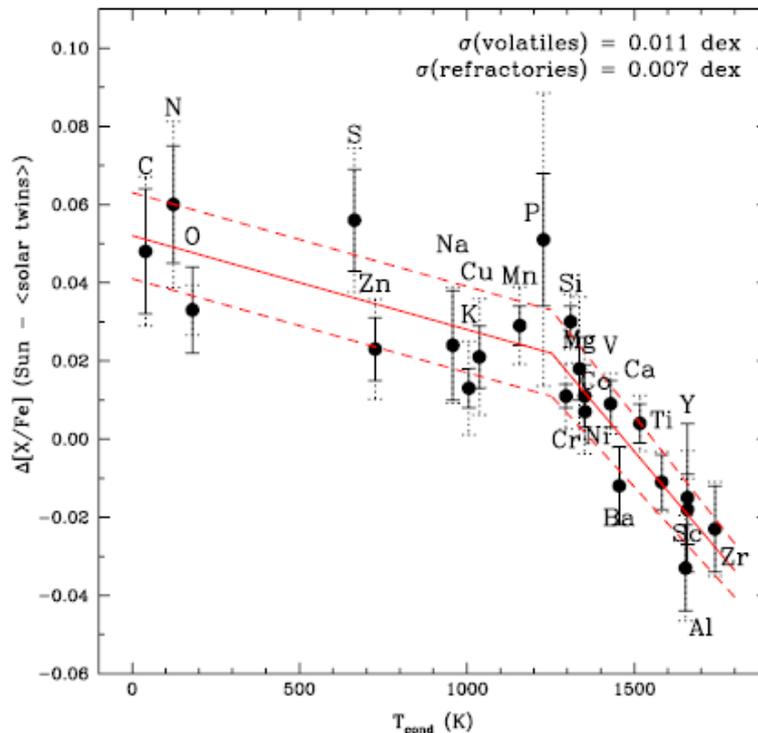


Figura 1.1: Differenze di abbondanza di vari elementi tra il Sole e stelle gemelle in funzione della T_c (Melendez et al. 2009).

1.2 Migrazione planetaria

In base agli attuali modelli di evoluzione dei sistemi planetari, si ritiene che i pianeti giganti gassosi (perlomeno una frazione importante di essi) si siano in realtà formati in regioni più esterne per poi migrare fino alla posizione attuale. Internamente alla cosiddetta frost line, infatti, le temperature sono così elevate da non consentire la formazione di planetesimi ghiacciati e pertanto la disponibilità di materia solida è inferiore. Tutti i pianeti giganti con periodi di qualche giorno (Gioviari caldi) sono necessariamente migrati dopo la loro formazione nelle posizioni in cui li osserviamo.

Il meccanismo fisico alla base di questo fenomeno è l'interazione tra pianeta e disco di gas. Molteplici scenari sono stati ipotizzati: se la migrazione è particolarmente efficiente il pianeta gigante potrebbe avvicinarsi a tal punto alla stella da essere ingerito. Si è ipotizzato che ciò possa avvenire anche in una fase successiva alla dissipazione del disco di gas, quando cioè l'estensione della regione convettiva della stella è molto inferiore rispetto ai primi 10 Myr: nell'ipotesi che Giove fosse stato ingerito dal Sole, si stima che la nostra stella sarebbe arricchita di quasi $2 M_{\oplus}$ di ferro (Murray et al. 2001)[43]. Nel caso in cui sia il disco di gas ad innescare la migrazione e la conseguente ingestione del pianeta, l'impatto effettivo sulla metallicità della stella sarà limitato a causa della giovane età di quest'ultima e quindi della maggiore profondità della sua regione convettiva (Laughlin & Adams 1997)[34]. I modelli (es. D'Antona & Mazzitelli (1994)[12]) indicano, infatti, che una stella simile al Sole impiega un tempo dell'ordine di 10 Myr ad evolvere da

una struttura completamente convettiva ad una configurazione abbastanza simile a quella definitiva per la fase di sequenza principale: questi tempi sono dello stesso ordine di grandezza di quelli caratteristici di evoluzione del disco e formazione dei pianeti. Infine, a seguito dello spostamento del pianeta verso l'interno, corpi solidi di piccole dimensioni frapposti tra esso e la stella potrebbero essere scagliati su quest'ultima (Gonzalez, 1997)[28]. In linea di principio, questo processo, al pari dell'ingestione del pianeta, potrebbe alterare la composizione chimica superficiale della stella.

E' stata avanzata l'ipotesi che un'elevata metallicità iniziale possa favorire la migrazione: Sozzetti (2004)[48], ad esempio, specula che tale connessione possa essere alla base della mancanza, nel loro campione, di pianeti di periodo molto corto ($P \leq 5$ giorni) attorno a stelle con metallicità sub-solare. Nel vasto campione di stelle con pianeti di Fisher & Valenti (2005)[26], la metallicità media delle stelle che ospitano pianeti di periodo $P \leq 10$ giorni è $\langle [Fe/H] \rangle = 0.23$, in confronto ad un valore medio di $\langle [Fe/H] \rangle = 0.12$ per le stelle con pianeti di periodo maggiore. Tuttavia, nel caso specifico, gli autori ritengono che si tratti piuttosto di una fluttuazione dovuta alla statistica esigua.

Se effettivamente una metallicità più alta favorisce la migrazione, la relazione tra pianeti giganti e metallicità della stella potrebbe essere in realtà la conseguenza di un effetto di selezione. Infatti, una tecnica basata sulla ricerca di variazioni periodiche di velocità radiale tende inevitabilmente a privilegiare pianeti in orbite strette. Questo comporta che pianeti giganti attorno a stelle di metallicità più bassa sarebbero più difficili da rivelare: essi infatti occuperebbero orbite più larghe dal momento che la migrazione è avvenuta in maniera meno efficiente (Gonzalez, 2006)[29].

1.3 Ipotesi primordiale

In questo scenario, l'elevata metallicità della stella non è spiegata come una conseguenza della presenza di pianeti giganti, ma, al contrario, come la causa. L'argomento forte a sostegno di questa tesi è implicito nel modello attualmente più accreditato di formazione di pianeti giganti, il cosiddetto modello CIA (Core Instability Accretion, Pollack et al. (1996)[44]): esso prevede infatti che si formi per primo il nucleo solido del pianeta e, dopo che questo ha raggiunto una massa critica di $\sim 10M_{\oplus}$, cominci ad accrescere rapidamente gas. Pertanto l'aggregazione di planetesimi deve necessariamente avvenire in tempi rapidi, prima della dissipazione del disco di gas: maggiore è la quantità di metalli nella nube da cui ha origine la stella, maggiore sarà la densità di corpi solidi a disposizione e quindi tanto più rapidamente potrà raggiungersi la massa critica. Tramite simulazioni numeriche basate sul modello CIA, Ida & Lin (2005)[32] sono stati in grado di riprodurre la distribuzione osservata di pianeti giganti in funzione della metallicità della stella. Una delle varie possibilità di testare questo scenario è quella di studiare le proprietà cinematiche di stelle con e senza pianeti: nell'ipotesi primordiale, tali proprietà non dovrebbero differire in maniera statisticamente significativa nei due casi, dal momento che la formazione di pianeti è comandata unicamente dalla metallicità. Barbieri & Gratton (2002)[4] hanno riscontrato nel campione da loro considerato che ad ogni distanza perigalattica le stelle con pianeti hanno una metallicità sistematicamente superiore rispetto a quella di stelle senza pianeti. Questo risultato è stato pertanto interpretato come argomento a sfavore dell'ipotesi primordiale.

1.4 Sistemi binari

I sistemi binari rivestono, per diversi motivi, un ruolo di cruciale importanza nell'ambito della ricerca di esopianeti. Innanzitutto, stime della frequenza di esopianeti nei dintorni solari non possono prescindere da studi sistematici specificamente dedicati a questi sistemi, dal momento che in essi risiede una frazione considerevole delle stelle di tipo solare (es. Duquennoy 1991[19]). In secondo luogo, in virtù dell'influenza gravitazionale della stella compagna, le dinamiche di formazione ed evoluzione di un sistema planetario possono differire da quelle che governano sistemi attorno a stelle singole.

Nonostante le survey tendano a privilegiare stelle singole, il progresso continuo della ricerca offre già la possibilità di studiare su base statistica sufficientemente ampia le proprietà di pianeti in sistemi binari o multipli: ad oggi se ne conoscono, infatti, più di cinquanta e alcune differenze rispetto a pianeti attorno a stelle singole sono effettivamente emerse. Desidera et al.(2007)[15], ad esempio, hanno riscontrato una differenza significativa nella distribuzione di massa in pianeti di corto periodo ($P < 40$ giorni): quelli in sistemi binari stretti sono tendenzialmente più massivi rispetto a quelli in orbita attorno a stelle isolate.

Giustificare le proprietà osservate di questi sistemi in relazione alla presenza di una stella compagna rappresenta un banco di prova importante per i modelli teorici e contribuirà inevitabilmente a migliorare la nostra comprensione in materia.

Nel contesto specifico dell'analisi condotta in questo lavoro, i sistemi binari offrono l'opportunità di rivelare indirettamente la presenza di un sistema planetario sulla base dell'impronta chimica che esso può eventualmente lasciare sullo spettro della stella attorno a cui orbita. Siccome si può infatti ritenere ragionevolmente che le componenti di un sistema binario siano stelle coeve formatesi dalla stessa nube molecolare, esiste la possibilità concreta, qualora tra di esse venisse riscontrata una differenza di metallicità significativa, che questa sia stata indotta dal fenomeno di auto-arricchimento.

L'approccio più comune in questi casi è cercare evidenze di auto-arricchimento a posteriori, ovvero conducendo analisi chimiche di sistemi in cui una delle componenti è nota ospitare un pianeta gigante. In Tabella 1.1 sono stati raccolti i risultati di alcuni di questi studi; in essa figurano anche i due pianeti scoperti dalla survey SARG. Ciò che emerge è che in nessuno di questi casi la differenza di metallicità tra le due componenti è risultata significativa. Per quanto l'auto-arricchimento rimanga un processo plausibile in presenza di un sistema planetario, si è indotti a pensare che esso induca nella maggior parte dei casi alterazioni chimiche non apprezzabili. Tale processo non può, a ragione, essere il solo alla base della connessione tra metallicità di una stella e presenza di pianeti.

Sistema	$\Delta[Fe/H]$	Ref.
16 Cyg	0.025 ± 0.009	[35]
16 Cyg	0.00 ± 0.01	[49]
HD 80606/7	-0.01 ± 0.11	[31]
HD 80606/7	$+0.002 \pm 0.081$	[50]
HD 99491/2	0.02 ± 0.03	[51]
HD 99491/2	-0.04 ± 0.013	[31]
HD 99491/2	-0.076 ± 0.059	[50]
HD 20781/2	$+0.05 \pm 0.003$	[47]
HAT-P-1	-0.01 ± 0.05	[3]
XO-2	-0.02 ± 0.03	[9]
HD 132563	-0.012 ± 0.013	[17]
HD 106515	$+0.018 \pm 0.012$	[38]

Tabella 1.1: Differenze di metallicità tra le componenti di sistemi binari con pianeti.
La differenza è nel senso di stella con pianeta rispetto alla compagna.

Capitolo 2

La survey SARG

Le binarie studiate in questo lavoro sono state osservate nell'ambito di una survey, iniziata nel 2001 e ad oggi conclusa, finalizzata alla ricerca di pianeti extrasolari tramite la tecnica delle velocità radiali. Nel contesto di questo genere di survey, un programma osservativo a lungo termine esclusivamente dedicato a sistemi binari, con ambedue le componenti monitorate con la medesima cadenza temporale, non era mai stato condotto prima. Gli spettri sono stati acquisiti con lo Spettrografo ad Alta Risoluzione Galileo (SARG) (figura 2.1), installato fino al 2013 al telescopio italiano TNG (Telescopio Nazionale Galileo), Roque de los Muchachos, La Palma, isole Canarie. SARG (Gratton et al. 2001[30]) è uno spettrografo echelle in grado di coprire un range spettrale da 370 a 1000 nm e dotato di un potere risolutivo massimo di ~ 144000 .

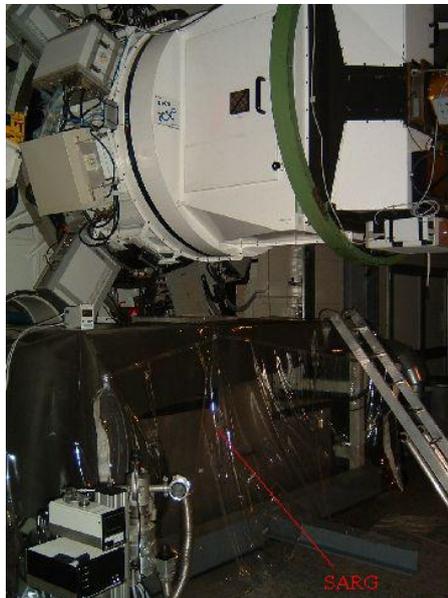


Figura 2.1: Immagine dello Spettrografo ad Alta Risoluzione Galileo.

2.1 Spettri template

Per ottenere la massima precisione di misura delle velocità radiali, tutti gli spettri (mediamente una ventina di osservazioni per ciascuna stella) sono stati acquisiti con la tecnica della cella di Iodio, ovvero interponendo sul cammino ottico della radiazione, prima dell'ingresso nello spettrografo, un mezzo assorbitore (principalmente I_2) la cui impronta è una fitta foresta di righe nell'intervallo 5000-6000 Å. Fa eccezione a questa regola un singolo spettro per ciascuna stella, acquisito senza l'utilizzo della cella, in condizioni di seeing ottimali (tipicamente 0.75") e con un tempo di integrazione di 3600 s, maggiore di quello tipico utilizzato per ricavare i punti di velocità radiale. Tali spettri a elevato rapporto segnale-rumore, denominati template, rivestono un preciso ruolo nella ricostruzione sintetica dell'osservazione finalizzata alla misura dello spostamento Doppler delle righe fotosferiche; tuttavia, costituiscono anche una base di partenza ottimale per un'accurata analisi di abbondanze.

2.2 Definizione del campione

Le binarie monitorate nella survey, all'incirca 50 coppie, sono state selezionate dal Multiple Star Catalogue di Hipparcos (ESA 1997[23]) tra quei sistemi aventi:

- ▶ differenza di magnitudine apparente visuale tra le componenti $\Delta V < 1.0$ mag.
- ▶ parallasse maggiore di 10 mas e con errore di misura inferiore a 5 mas.
- ▶ $0.45 < (B - V) < 1.1$
- ▶ tipo spettrale delle componenti più tardo di F7.
- ▶ separazione angolare delle componenti non inferiore a 2".

La differenza di magnitudine limite implica, dal momento che si considerano stelle non evolute, una differenza di temperatura non superiore a ~ 350 K. Questo aspetto è di primaria importanza ai fini di un'accurata analisi di abbondanze, dal momento che una grande differenza di temperatura introduce nell'analisi una fonte di incertezza sistematica: i modelli di atmosfera utilizzati poggiano infatti su precise assunzioni (ad esempio LTE, equilibrio termodinamico locale), la cui legittimità è in genere variabile a seconda dei regimi di temperatura in cui si opera.

Separazioni tipiche di qualche secondo d'arco (fino ad una decina) corrispondono, su distanze non superiori a 100 pc, a separazioni lineari proiettate nell'intervallo 100-1000 UA. Questi sistemi sono indubbiamente i più interessanti dal punto di vista del legame con gli esopianeti: se da un lato la stella compagna non è così vicina da impedire formazione e sopravvivenza di un disco proto-planetario, d'altra parte essa non è neppure così lontana da escluderne un ruolo attivo in tali processi. Il limite inferiore sulla separazione angolare è stato imposto perchè l'eccessiva vicinanza sul piano del cielo condiziona l'acquisizione degli spettri (per via della contaminazione reciproca) e l'affidabilità dei dati fotometrici in osservazioni limitate dal seeing.

I sistemi analizzati in questo lavoro con alcune loro proprietà sono elencati in Tabella 2.1. L'indice di colore è estratto dal catalogo di Tycho, mentre la magnitudine in banda V è la media pesata dei valori riportati in Tycho e Hipparcos, tutto ricondotto nel sistema standard secondo le calibrazioni di Bessel (2000)[6].

2.3 Pianeti scoperti

La survey ha condotto alla scoperta di due pianeti. La stella HD132563B ospita un tipico pianeta gigante, avente una massa proiettata $m \sin i = 1.49 M_J$ e modesta eccentricità ($e = 0.22$). Per quanto concerne l'analisi di abbondanza, non è stata riscontrata una differenza significativa nel contenuto di ferro tra le due componenti: $\Delta[Fe/H] = +0.012 \pm 0.013$ (Desidera et al. 2004[17]). HD132563 è un raro caso di sistema stellare triplo che ospita un pianeta, dal momento che la primaria è a sua volta una binaria spettroscopica (Desidera et al. 2011[16]).

Il secondo pianeta è stato scoperto da Major et al. (2011)[38]. Esso orbita attorno alla stella HD 106515A, possiede una massa minima di $9.5 M_J$ ed un'elevata eccentricità ($e = 0.56$). Anche in questo caso la differenza di metallicità tra le due componenti del sistema non è significativa: $\Delta[Fe/H] = +0.018 \pm 0.012$.

Oggetto	V_A	V_B	$(B - V)_A$	$(B - V)_B$	$\pi(mas)$	$M_V(A)$	$M_V(B)$	ρ''	$\rho(UA)$
HD 2770	9.553 ± 0.008	9.710 ± 0.009	0.61 ± 0.04	0.73 ± 0.04	12.16 ± 1.92	4.98 ± 0.34	5.14 ± 0.34	5.8	480
HD 76037	7.649 ± 0.008	8.206 ± 0.011	0.50 ± 0.02	0.50 ± 0.02	13.02 ± 2.38	3.22 ± 0.40	3.78 ± 0.40	9.8	753
HD 85441	8.965 ± 0.008	9.398 ± 0.012	0.70 ± 0.03	0.71 ± 0.06	16.83 ± 2.89	5.10 ± 0.37	5.53 ± 0.37	2.5	148
HD 86057	8.843 ± 0.005	9.688 ± 0.010	0.60 ± 0.02	0.73 ± 0.04	10.90 ± 2.16	4.03 ± 0.43	4.88 ± 0.43	4.4	407
HD 87743	8.849 ± 0.011	8.686 ± 0.009	0.60 ± 0.03	0.62 ± 0.03	19.63 ± 2.11	5.31 ± 0.23	5.15 ± 0.23	9.6	487
BD +18 2366	9.332 ± 0.010	9.404 ± 0.010	0.83 ± 0.04	0.93 ± 0.06	19.31 ± 3.57	5.76 ± 0.40	5.83 ± 0.40	6.5	334
HD 94399	9.507 ± 0.010	9.512 ± 0.010	0.61 ± 0.03	0.71 ± 0.04	16.31 ± 3.49	5.57 ± 0.46	5.57 ± 0.46	2.6	156
HD 99121	8.171 ± 0.008	9.012 ± 0.015	0.45 ± 0.02	0.46 ± 0.04	11.59 ± 1.59	3.49 ± 0.30	4.33 ± 0.30	2.3	199
HD 105421	7.722 ± 0.009	8.299 ± 0.012	0.51 ± 0.01	0.56 ± 0.02	19.92 ± 1.73	4.22 ± 0.22	4.96 ± 0.41	22.3	1036
HD 109628	9.138 ± 0.008	9.183 ± 0.008	0.57 ± 0.03	0.55 ± 0.03	11.96 ± 2.73	4.53 ± 0.50	4.57 ± 0.50	2.4	198
HD 117963	8.598 ± 0.008	8.873 ± 0.008	0.55 ± 0.03	0.48 ± 0.05	12.86 ± 1.80	4.14 ± 0.30	4.42 ± 0.30	3.5	272
HD 118328	9.171 ± 0.006	9.440 ± 0.008	0.62 ± 0.02	0.69 ± 0.03	15.40 ± 1.75	5.11 ± 0.25	5.38 ± 0.25	4.2	276
HD 121298	8.566 ± 0.006	8.937 ± 0.007	0.49 ± 0.02	0.52 ± 0.03	13.29 ± 2.20	4.18 ± 0.36	4.55 ± 0.36	6.6	498
HD 124054	8.375 ± 0.005	8.794 ± 0.007	0.58 ± 0.02	0.64 ± 0.03	15.37 ± 2.60	4.31 ± 0.37	4.73 ± 0.37	6.6	432
HD 126246	7.423 ± 0.006	7.613 ± 0.006	0.54 ± 0.01	0.60 ± 0.01	27.90 ± 2.00	4.65 ± 0.16	4.84 ± 0.16	9.3	334
BD +22 2706	9.576 ± 0.011	9.822 ± 0.013	0.62 ± 0.04	0.69 ± 0.05	10.94 ± 2.45	4.77 ± 0.49	5.02 ± 0.49	4.7	432
HD 128041	8.016 ± 0.004	8.833 ± 0.007	0.71 ± 0.01	0.78 ± 0.02	25.40 ± 1.45	5.04 ± 0.12	5.86 ± 0.12	3.0	119
HD 139569	8.463 ± 0.006	8.777 ± 0.007	0.54 ± 0.01	0.55 ± 0.02	12.19 ± 1.86	3.89 ± 0.33	4.21 ± 0.33	5.2	423
HD 143144	8.885 ± 0.008	9.068 ± 0.008	0.62 ± 0.04	0.61 ± 0.04	16.01 ± 3.16	4.91 ± 0.43	5.09 ± 0.43	2.3	141
HD 186858	8.303 ± 0.007	8.471 ± 0.008	0.97 ± 0.02	0.93 ± 0.03	49.09 ± 1.43	6.76 ± 0.06	6.93 ± 0.06	2.5	50
HD 201936	8.676 ± 0.007	8.869 ± 0.007	0.47 ± 0.02	0.49 ± 0.02	10.79 ± 1.63	3.84 ± 0.33	4.03 ± 0.33	2.7	253
HD 209965	7.968 ± 0.008	8.848 ± 0.010	0.55 ± 0.03	0.57 ± 0.03	12.96 ± 2.29	3.53 ± 0.38	4.01 ± 0.38	2.5	194

Tabella 2.1: Proprietà dei sistemi analizzati in questo lavoro.

2.4 Analisi di abbondanze

L'analisi di abbondanze è già stata effettuata per 23 dei sistemi monitorati nella survey. I risultati sono presentati in Desidera et al. (2004)[17]. La Figura 2.2 mostra le differenze di abbondanza tra le componenti di ciascun sistema in funzione delle corrispondenti differenze di temperatura.

Per buona parte dei sistemi le differenze sono inferiori a 0.02 dex, compatibili con zero entro gli errori di misura. In alcune coppie è stata riscontrata una differenza marginale, compresa tra 0.03-0.07 dex. Tuttavia due di questi sistemi sono caratterizzati da una grande differenza di temperatura tra le componenti (HD 8009 e HD 123963, rispettivamente 397 K e 435 K), mentre negli altri due casi le componenti sono stelle relativamente fredde (HD 9911: $T < 5000$ K), oppure possiedono un'elevata velocità di rotazione (HD 216122: $v \sin i > 4.5$ km/s). Le problematiche che ciascuno di questi fattori introduce nell'analisi suggeriscono cautela nell'affermare che le differenze di abbondanza evidenziate siano a tutti gli effetti reali.

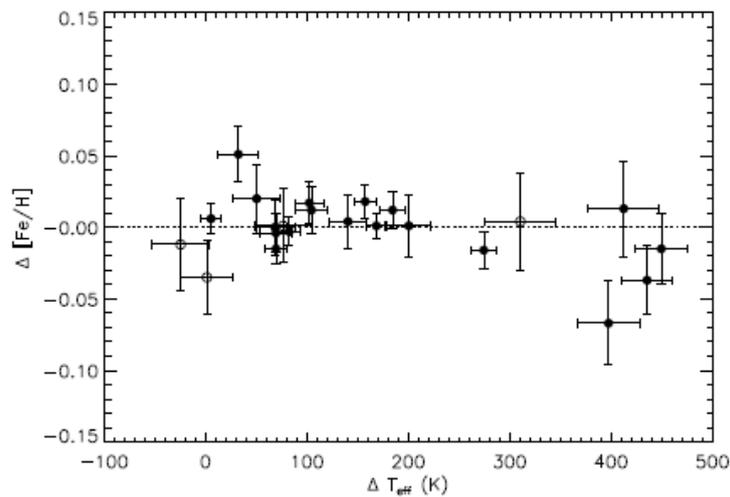


Figura 2.2: Differenza di abbondanza in funzione della differenza di temperatura tra le componenti dei sistemi binari del campione SARG analizzati in Desidera et al. (2004)??.

2.4.1 Campione FEROS

Al fine di ampliare questa ricerca a tutta la volta celeste, è stato selezionato con gli stessi criteri un ulteriore campione di 33 sistemi binari nell'emisfero australe e su di esso è stata applicata la medesima procedura di analisi. Le osservazioni sono state effettuate con lo spettrografo FEROS dell'ESO (La Silla, Cile) e i risultati sono presentati in Desidera et al. (2006)[18].

Figura 2.3 mostra le differenze di abbondanza tra le componenti di ciascun sistema in funzione delle corrispondenti differenze di temperatura. Anche in questo campione alcuni sistemi mostrano differenze di abbondanza statisticamente significative (superiori a 0.03 dex). Tuttavia, come argomentato per il campione SARG, queste possono essere imputabili alle difficoltà intrinseche del metodo di analisi in presenza, ad esempio, di differenze di temperatura elevate tra le componenti o di forte attività. Per una discussione approfondita di questi sistemi si rimanda all'articolo di riferimento.

In un caso, HD 113984, la differenza è risultata di 0.27 dex: la primaria di questo sistema è una blue straggler. Il sistema è discusso in maniera dettagliata in Desidera et al. (2007)[14].

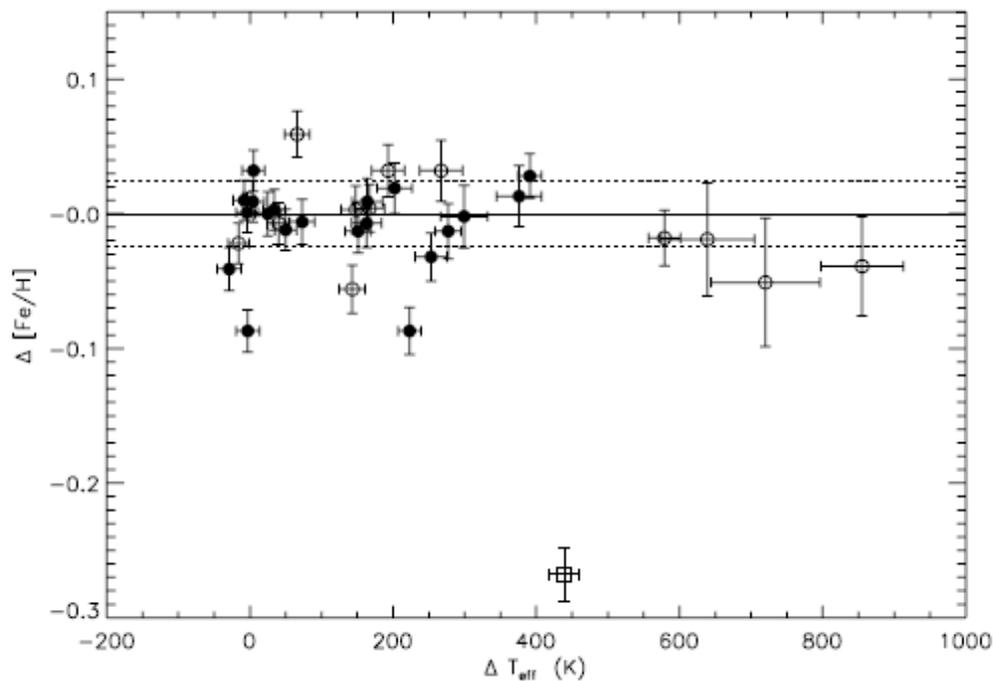


Figura 2.3: Differenza di abbondanza in funzione della differenza di temperatura tra le componenti dei sistemi binari del campione FEROS (Desidera et al. (2006)[18]).

Capitolo 3

Analisi delle primarie

In un'analisi di abbondanze le larghezze equivalenti (abbreviato talvolta EW d'ora in avanti) misurate direttamente sugli spettri sono utilizzate, previa l'adozione di un opportuno modello teorico, per determinare il numero di atomi di un dato elemento nella fotosfera stellare. Tale quantità è in genere riportata dai modelli in una scala in cui il numero di atomi di idrogeno è fissato arbitrariamente ad un valore di 10^{12} cm^{-3} , detta scala logaritmica astronomica. L'abbondanza di un generico elemento X riportata in tale scala è generalmente indicata con $\log \varepsilon(X)$. Nel presente lavoro si utilizzerà diffusamente la notazione A_X . Dalla definizione seguono le uguaglianze:

$$A_X = \log \varepsilon(X) = \log(N_{Fe}/N_H) + 12 \quad (3.1)$$

$$[X/H] = \log \varepsilon(X) - \log \varepsilon(X)_\odot \quad (3.2)$$

Al fine di ottenere risultati accurati, è importante selezionare in maniera opportuna le righe (da ricercare negli spettri) tra quelle che possiedono misure affidabili dei parametri atomici. La lista compilata per la presente analisi annovera 234 righe del Fe I e 52 del Fe II. Per il ferro neutro è stato possibile operare una selezione accurata, data la grande disponibilità di transizioni elettroniche note e che danno luogo a righe sufficientemente intense da essere facilmente misurabili negli spettri di stelle di tipo solare. Al contrario, per quanto riguarda il ferro ionizzato, sono incluse anche righe i cui parametri sono noti con minore precisione.

3.1 Principi teorici

Ciascuna riga fotosferica in assorbimento è caratterizzata da una specifica sensibilità in risposta a variazioni dei parametri atmosferici: conoscere l'impatto di tali parametri sull'intensità delle righe è un requisito fondamentale per il conseguimento degli obiettivi dell'analisi. Come sarà illustrato nel capitolo 4, nell'analisi delle secondarie la temperatura del modello è determinata tramite una procedura iterativa che prevede, ad ogni step, di variare unicamente tale parametro al fine di imporre l'equilibrio di ionizzazione. La praticabilità di questa procedura è garantita dal fatto che la sensibilità a variazioni di temperatura delle righe del Fe I è tendenzialmente opposta a quella delle righe del Fe II, in particolare:

$$\frac{\partial \varepsilon_{FeI}}{\partial T} > 0, \quad \frac{\partial \varepsilon_{FeII}}{\partial T} < 0$$

dove con $\varepsilon_{FeI/II}$ indichiamo l'abbondanza ricavata da una riga del ferro neutro/ionizzato. Questa tendenza si riscontra in stelle di tipo solare, nelle quali il contributo dominante all'opacità è offerto dallo ione idrogeno negativo H^- e il regime di temperatura è tale per cui gli atomi di ferro siano prevalentemente ionizzati una volta. Infatti l'intensità W di una riga spettrale dipende dal rapporto tra il coefficiente di assorbimento l_ν caratteristico della riga stessa e l'opacità:

$$W \propto \int_0^\infty \left(\frac{l_\nu}{k_\nu} \right) d\nu \propto \frac{N_{abs}}{k_\nu} \quad (3.3)$$

L'intensità è cioè direttamente proporzionale al numero N_{abs} di atomi assorbitori. Nel proseguo, $N_{I/II}^i$ identifica il numero di occupazione del livello energetico i -esimo dell'atomo di Fe I/II. Se indicato solamente lo stato di ionizzazione, si intende il numero complessivo di atomi.

Nell'assunzione di LTE, il numero di atomi assorbitori ad una data temperatura (ovvero ad una data profondità all'interno della fotosfera) è governato dalle equazioni di Boltzmann e Saha. Nell'ordine:

$$N_I^i \propto N_I e^{-\frac{\chi_i}{kT}} \quad (3.4)$$

$$N_I \propto N_{II} T^{-\frac{5}{2}} e^{\frac{I_{Fe}}{kT}} P_e \propto T^{-\frac{5}{2}} e^{\frac{I_{Fe}}{kT}} P_e \quad (3.5)$$

dove χ_i è il potenziale di eccitazione del livello i -esimo, $I_{Fe} = 7.9 \text{ eV}$ è l'energia di prima ionizzazione del ferro e P_e è la pressione elettronica. Quest'ultima grandezza introduce la dipendenza dalla gravità superficiale: i modelli prevedono, infatti, una relazione approssimata: $P_e \propto g^{\frac{1}{3}}$ (con l'esponente che varia leggermente a seconda della profondità ottica). Nel secondo passaggio della 3.5 si è sfruttato: $N_{Fe}^{tot} = N_I + N_{II} \simeq N_{II} = cost.$

Per il coefficiente di opacità legato al processo di assorbimento (legato-libero) ad opera dello ione H^- vale:

$$k_{H^-} \propto T^{-\frac{5}{2}} e^{\frac{I_{H^-}}{kT}} P_e \quad (3.6)$$

con $I_{H^-} = 0.75 \text{ eV}$.

Combinando tutte le equazioni si ottiene in pochi passaggi un'espressione per la variazione frazionaria di intensità di una riga del Fe I:

$$\frac{1}{W} \frac{\Delta W}{\Delta T} = \frac{\chi_i + I_{H^-} - I_{Fe}}{kT^2} = \frac{\chi_i - 7.15 \text{ eV}}{kT^2} \quad (3.7)$$

Notiamo immediatamente come non compaia la pressione elettronica: le righe del Fe I sono, di conseguenza, solo marginalmente sensibili a variazioni di gravità. Inoltre, tutte le righe del Fe I utilizzate in questa analisi hanno potenziale di eccitazione inferiore a 7.15 eV, di conseguenza la variazione di intensità risulta sempre negativa. Ne consegue che, al fine di compensare tale diminuzione, all'aumentare della temperatura del modello di atmosfera aumenterà di conseguenza l'abbondanza derivata da ciascuna riga del Fe I. Infatti, l'intensità di una riga è funzione monotona crescente del numero totale di atomi del corrispondente elemento.

Dalla 3.7 segue anche:

$$\left| \frac{\Delta W}{\Delta T} \right| \propto 7.15 - \chi_i \quad (3.8)$$

ovvero righe di bassa eccitazione sono tendenzialmente più sensibili a variazioni di temperatura. Questa differenza è alla base del legame tra la temperatura e l'equilibrio di eccitazione: per eliminare un trend positivo tra abbondanze e potenziale di eccitazione occorrerà aumentare la temperatura e viceversa.

Dal momento che nell'atmosfera di una stella di tipo solare quasi tutti gli atomi di ferro sono ionizzati, nel caso del Fe II il numeratore della 3.3 è costante: anche in questo caso si può mostrare che la variazione frazionaria dipende dal potenziale di eccitazione e per righe di bassa eccitazione è negativa. Tuttavia, il valore mediano delle righe utilizzate in questa analisi è 3.2 eV, al quale corrisponde, ad una temperatura di eccitazione di 5000 K, una variazione positiva del $\approx +115\%$ per 1000 K. Pertanto, nel complesso, la sensibilità delle righe del Fe II è opposta a quella del Fe I.

Inoltre, in questo caso compare una dipendenza esplicita dalla P_e : le righe del Fe II sono molto più sensibili a variazioni della gravità rispetto a quelle del Fe I, motivo per cui tale parametro è generalmente preposto all'imposizione dell'equilibrio di ionizzazione. In particolare, l'abbondanza derivata da ciascuna riga del Fe II cresce al crescere della gravità del modello.

Infine, nei modelli di atmosfera la microturbolenza è un meccanismo che concorre all'allargamento Doppler delle righe ed è attribuito ai moti di celle di gas nella fotosfera. L'assunzione che le dimensioni di tali celle siano piccole rispetto al libero cammino medio di un fotone consente di implementare questo processo nel trasporto radiativo con lo stesso formalismo dell'allargamento termico: nella formulazione tradizionale, si assume cioè che la distribuzione di velocità delle celle sia isotropa e descritta da una Gaussiana. La dispersione di velocità (ovvero la larghezza della Gaussiana) è ciò a cui comunemente ci si riferisce con il termine microturbolenza di un modello di atmosfera. Essa è stata introdotta come meccanismo di desaturazione: in righe sature, infatti, un allargamento del profilo comporta un incremento dell'assorbimento totale, ovvero dell'intensità della riga. Viceversa, l'intensità di righe deboli non è in alcun modo influenzata da variazioni di questo parametro. Pertanto all'aumentare di questo parametro diminuirà l'abbondanza derivata da una data riga e l'effetto sarà più marcato quanto più è forte la riga stessa. Per questo motivo la microturbolenza è legata al trend dei valori di abbondanza con la larghezza equivalente: un trend positivo si elimina aumentando questo parametro e viceversa.

3.2 Misura delle larghezze equivalenti

Gli spettri sono stati ridotti secondo le procedure standard utilizzando il software IRAF. In seguito sono stati estratti i singoli ordini, ciascuno dei quali è stato normalizzato ad un continuo tracciato con l'ausilio di una procedura semi-automatica. Tale procedura consiste nel suddividere ciascun ordine in sotto-intervalli, definiti da punti individuati in maniera automatica sullo spettro (tipicamente da 80 a 100 per ordine). Una volta scartati quei punti che, ad un'ispezione visiva, appaiono discrepanti, il continuo viene tracciato interpolando i rimanenti per mezzo di una funzione spline cubica di terzo grado.

Le larghezze equivalenti sono state misurate su ciascuno spettro 1-D per mezzo di

una procedura automatica, la quale implementa un algoritmo di fit Gaussiano dei profili delle righe e si articola in due step. Inizialmente il fit è eseguito lasciando posizione del massimo, FWHM e profondità centrale come parametri liberi. Per consentire l'individuazione delle righe è necessario conoscere la velocità relativa tra la stella e lo spettrografo al momento dell'acquisizione del template (velocità geocentrica). Occorre pertanto scegliere una riga guida, ovvero ad essa si richiede che sia la feature preponderante nella regione spettrale occupata e quindi, di immediata identificazione visiva. A tale scopo si è utilizzata la riga del magnesio neutro a 5186 Å. La posizione del centro di tale riga, assieme a quella di 5-6 righe nella stessa regione (per ridurre l'errore nella misura) è stata determinata tramite fit gaussiano dei profili: lo spostamento rispetto alla posizione a riposo fornisce la stima cercata per la velocità geocentrica (effetto Doppler). Il livello del continuo locale è raffinato tramite una procedura iterativa che considera, in un opportuno intorno della riga, la media dei punti più "alti" del profilo in numero pari ad una specifica frazione del totale. Il valore adottato per tale frazione, introducibile come parametro di input della procedura, è 1/3. Righe la cui posizione si discosti eccessivamente da quella attesa, o la cui FWHM non rientri in un opportuno intervallo di valori, sono scartate. Le misure così ottenute sono utilizzate per costruire una relazione tra larghezza equivalente e FWHM:

$$\frac{FWHM}{\lambda} = a \left(\frac{EW}{\lambda} \right) + b \quad (3.9)$$

e per calcolare un nuovo valore della velocità geocentrica eseguendo una media su tutte le righe identificate:

$$\frac{v_{geo}^*}{c} = \left\langle \frac{\lambda_{fit} - \lambda_0}{\lambda_0} \right\rangle \quad (3.10)$$

dove λ_{fit} e λ_0 sono, rispettivamente, la posizione del massimo ottenuta dal fit e quella a riposo. Infine, avvalendosi della relazione (3.9) e utilizzando la nuova velocità geocentrica v_{geo}^* per determinare la posizione del massimo di ciascuna riga, le misure sono ripetute una seconda volta fittando i profili con gaussiane aventi ora solamente un parametro libero.

L'intercetta b nella relazione (3.9) ha un significato fisico preciso: essa può essere letta come FWHM di una riga molto debole (di intensità ipoteticamente nulla), il cui profilo non è cioè alterato da effetti di saturazione: in altri termini, essa quantifica l'allargamento dovuto esclusivamente ai campi di velocità. Si può dunque scrivere:

$$b \propto \sqrt{\sum_i \sigma_{v,i}^2} \quad (3.11)$$

dove $\sigma_{v,i}$ indica la dispersione di velocità caratteristica di ciascun processo fisico che concorre all'allargamento di una riga spettrale. Tali processi sono: rotazione della stella, moto termico disordinato degli atomi assorbitori, turbolenza su piccola (micro) e grande (macro) scala. Non considerando la rotazione, il contributo dominante all'allargamento in stelle di tipo solare è dato dalla macro-turbolenza, la quale assume in genere valori attorno a 4-5 km/s. Possiamo pertanto riscrivere la (3.11):

$$b \propto \sqrt{\sigma_{v,rot}^2 + \sigma_{v,macro}^2} \quad (3.12)$$

Risultano così definiti due regimi: in stelle aventi bassa velocità di rotazione domina il termine costante di macro-turbolenza e pertanto i valori di b per queste stelle differiranno poco l'uno dall'altro. Viceversa, in regime di velocità rotazionali elevate, ci attendiamo che b cresca linearmente con la velocità stessa. In particolare:

$$b \simeq \frac{\sqrt{2}}{c} (v \sin i) \quad (3.13)$$

Le velocità di rotazione equatoriali proiettate $v \sin i$ (spesso ci si riferirà ad esse semplicemente come velocità di rotazione) sono estratte da Carolo (2013)[10]. Esse sono state misurate direttamente sugli spettri SARG seguendo la procedura descritta in Desidera et al. (2011)[16]. La routine di misura automatica delle larghezze equivalenti richiede in input un parametro il quale definisce l'intervallo consentito di valori di FWHM affinché una riga sia riconosciuta come tale: si è riscontrato che la scelta di tale parametro influenza in maniera importante le misure in stelle aventi velocità di rotazione $\gtrsim 4$ km/s. Pertanto, mentre per le stelle non rotanti è stato utilizzato sempre lo stesso valore nella procedura di misura, la scelta ottimale per ciascuna stella rotante sarà quella che produce una relazione FWHM-EW la cui intercetta osservi l'andamento lineare con la velocità di rotazione previsto in tale regime. La linea di demarcazione tra le due procedure non è tuttavia netta: per stelle con velocità attorno a 4 km/s la decisione di modificare o meno la procedura di misura è stata presa ispezionando gli spettri e misurando la FWHM di alcune righe forti.

La Figura 3.1 (dove $b^* = b \frac{c}{\sqrt{2}}$) evidenzia in maniera chiara i due regimi sopra discussi per le stelle del campione. La crescita, come atteso, inizia attorno a 4 km/s e l'andamento lineare è molto ben riprodotto.

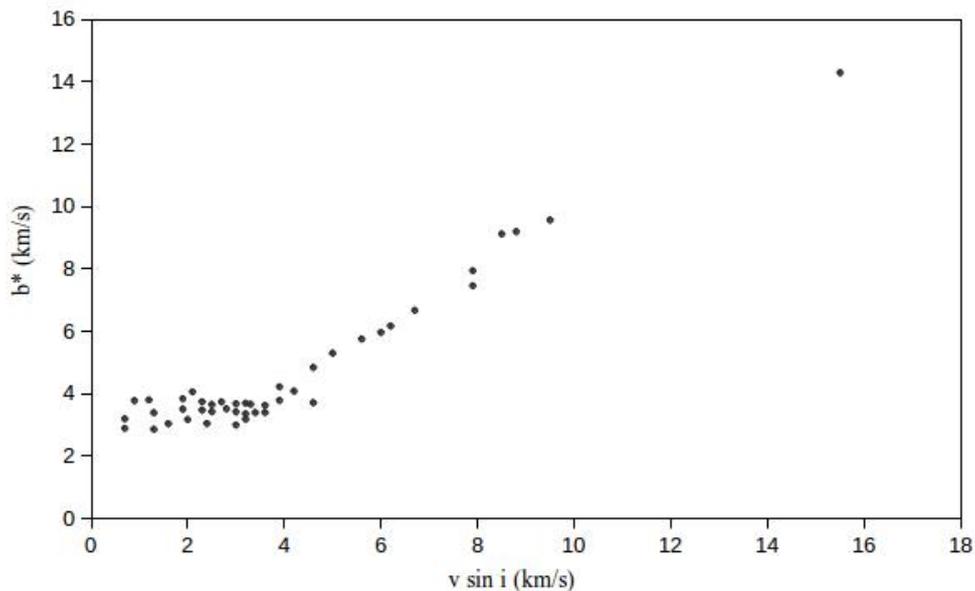


Figura 3.1: Relazione tra l'intercetta b (normalizzata) della relazione lineare FWHM-EW e la velocità di rotazione proiettata per le stelle del campione.

3.3 Determinazione dei parametri atmosferici

L'analisi di abbondanze è basata sui modelli atmosferici di Kurucz (1995). L'obiettivo è determinare per ciascuna primaria il modello di atmosfera ottimale, il quale è descritto dai parametri:

$$[T_{eff}, \log g, \xi, [A/H]] \quad (3.14)$$

e da esso derivare l'abbondanza di ferro. In un'analisi puramente spettroscopica, la prassi prevede che ciascun parametro atmosferico sia legato al conseguimento di un preciso obiettivo:

- la temperatura è vincolata all'imposizione dell'equilibrio di eccitazione per il Fe I, ovvero si richiede che non vi siano trend dei valori di abbondanza derivanti da ciascuna riga con il potenziale di eccitazione.
- la gravità è vincolata all'imposizione dell'equilibrio di ionizzazione, ovvero si richiede che i valori medi di abbondanza ricavati dalle righe di Fe I e Fe II si equivalgano.
- la microturbolenza è legata alla richiesta che i valori di abbondanza delle righe del Fe I non mostrino alcun trend con la larghezza equivalente.
- per quanto riguarda la metallicità del modello, in genere si assume che essa sia identificabile con l'abbondanza di ferro. Si richiede pertanto:

$$\langle A \rangle_{FeI} = [A/H] + A_{Fe,\odot}$$

Il valore di abbondanza di ferro solare assunto per l'analisi è 7.47 (sulla scala logaritmica astronomica) (Lodders 2003[37]). La tolleranza nell'imposizione dell'equilibrio di ionizzazione è di 0.001 dex, mentre sulla metallicità del modello è di 0.005 dex.

Per una trattazione della microturbolenza dei modelli che risulti consistente tra primarie e secondarie, l'analisi delle prime si è svolta in due tempi: inizialmente è stato adottato un approccio puramente spettroscopico, ovvero lasciando variare tutti i parametri atmosferici in maniera indipendente al fine di raggiungere gli obiettivi di cui sopra. In un secondo momento, l'analisi è stata ripetuta adottando una relazione empirica $\xi - T_{eff}$ ricavata dal campione. Per la discussione dettagliata della procedura si rimanda alla sezione 4.3.

I parametri atmosferici di partenza sono stati scelti come segue:

- La T_{eff} è stata derivata dall'indice (B-V), utilizzando la relazione empirica di Alonso (1996)[1].
- La gravità è stata calcolata dalla formula:

$$\log g = cost + \log \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) + 0.4 (M_V + BC) + 4 \log T_{eff} \quad (3.15)$$

dove M_V è la magnitudine assoluta in banda V, BC la correzione bolometrica e la costante racchiude tutte le corrispondenti quantità solari.

- $\xi_0 = 1$ km/s.
- $[Fe/H]_0 = 0$

La massa introdotta nella (3.15) è stata ottenuta a partire dalla M_V utilizzando un'isocrona di riferimento di 1 Gyr e metallicità solare (Girardi et al. 2002[27]).

Le correzioni bolometriche sono derivate da Kurucz (1995)[33].

Ad analisi ultimata, il valore della massa di ciascuna primaria è stato ricalcolato mediante la tecnica descritta in Da Silva et al. (2006)[13], utilizzando i valori di T_{eff} e $[Fe/H]$ (con relativi errori, vedi sezione 3.5) determinati spettroscopicamente.

Le Figure 3.2 e 3.3 mostrano, a titolo di esempio, i valori (assoluti) di abbondanza in funzione di potenziale di eccitazione e larghezza equivalente per HD 105421A. Le righe del Fe I selezionate nell'analisi di questa stella sono 98.

In tabella 3.1 sono riportati parametri atmosferici, abbondanza (assoluta) di ferro e massa di ciascuna primaria, insieme al numero di righe di Fe I e Fe II utilizzate nell'analisi.

La procedura di analisi delle primarie in questo lavoro è differente da quella adottata per la prima metà del campione (Desidera et al. 2004[17]): queste ultime sono state infatti analizzate in maniera differenziale rispetto al Sole. Tuttavia, a rigore, questa procedura risulterebbe realmente accurata solamente qualora si avesse di uno spettro solare acquisito con il medesimo set-up con cui sono acquisiti gli spettri delle binarie. Dal momento che non è stato adottato tale approccio, la differenza sostanziale rispetto ad un'analisi puramente spettroscopica consiste nell'aver utilizzato, come nel caso delle secondarie, la relazione che lega gravità superficiale e temperatura. Esperimenti per evidenziare eventuali differenze tra i due metodi di analisi hanno mostrato come, di fatto, temperatura efficace e abbondanza di Fe (assoluta) delle primarie siano le sole a differire in maniera significativa nei due casi, mentre le differenze di temperatura e abbondanza tra primaria e secondaria sono pressoché identiche. Si può dunque concludere che, per gli scopi ultimi di questo lavoro, la procedura di analisi delle primarie è ininfluente.

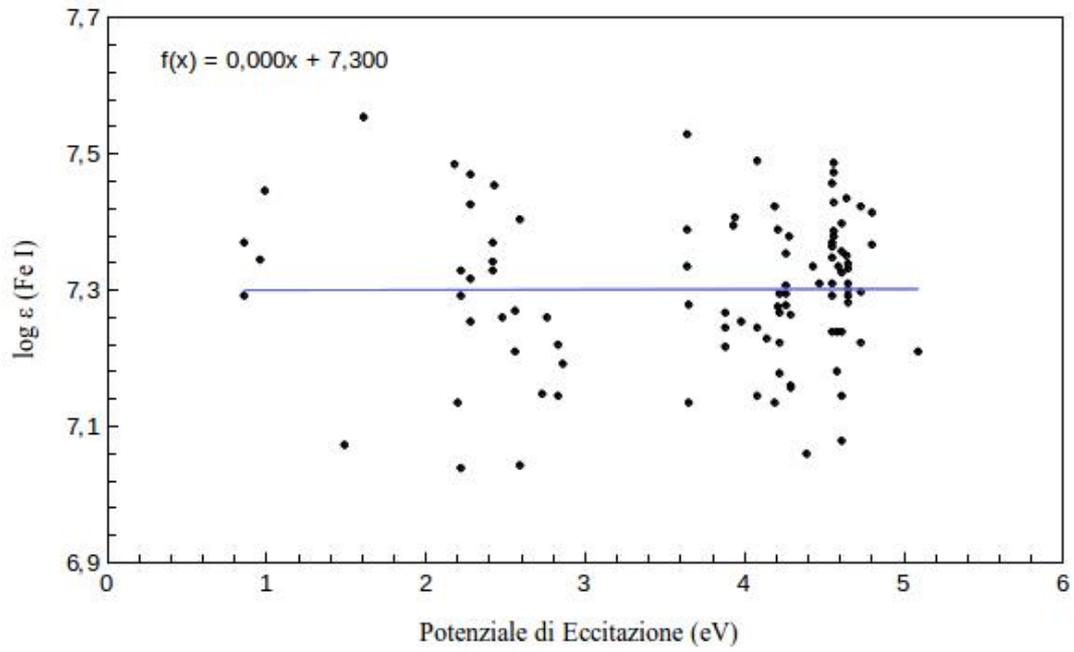


Figura 3.2: Valore assoluto di abbondanza in funzione del potenziale di eccitazione per HD 105421A.

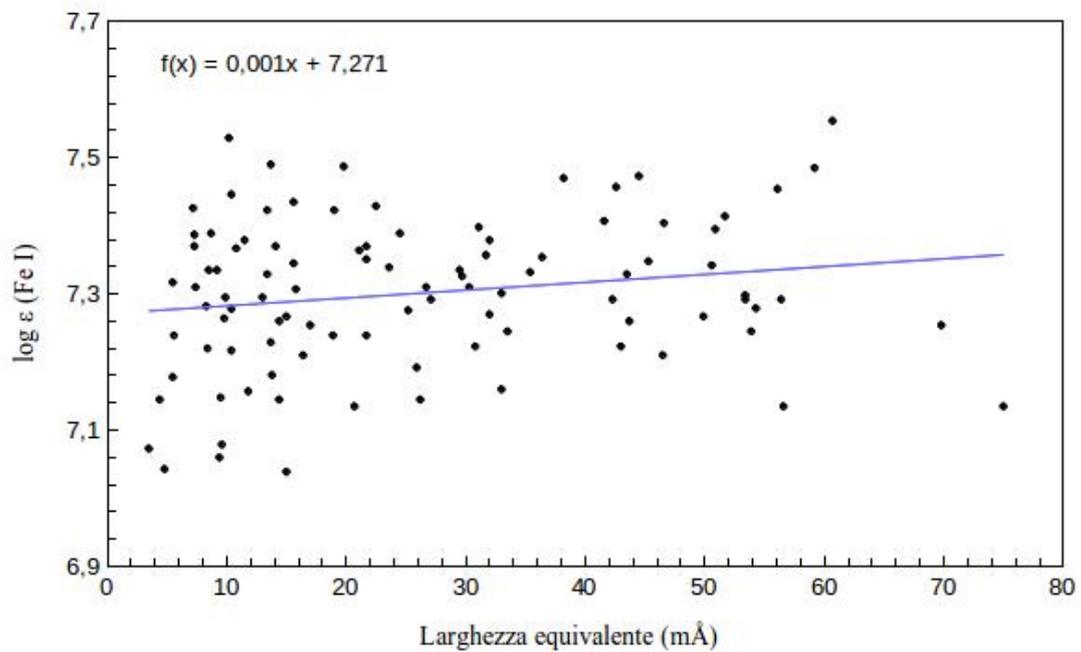


Figura 3.3: Valore assoluto di abbondanza in funzione della larghezza equivalente per HD 105421A.

Oggetto	T_{eff}	$\log g$	ξ	$[A/H]$	$M(M_{\odot})$	A_{FeI}	N_I	N_{II}
HD 2770	5592 ± 48	4.34 ± 0.09	0.75 ± 0.09	-0.11 ± 0.03	0.91	7.364 ± 0.032	105	32
HD 76037	6200 ± 110	4.03 ± 0.18	1.00 ± 0.16	-0.08 ± 0.06	1.21	7.39 ± 0.076	93	30
HD 85441	5083 ± 69	4.06 ± 0.13	0.52 ± 0.13	0.00 ± 0.04	0.83	7.468 ± 0.046	58	22
HD 86057	5918 ± 73	4.44 ± 0.13	0.82 ± 0.14	0.06 ± 0.05	1.08	7.527 ± 0.053	101	29
HD 87743	5730 ± 52	4.53 ± 0.10	0.88 ± 0.12	-0.23 ± 0.03	0.90	7.238 ± 0.035	109	34
BD +18 2366	5003 ± 51	4.07 ± 0.10	0.52 ± 0.09	-0.01 ± 0.03	0.81	7.465 ± 0.032	86	24
HD 94399	5140 ± 47	4.20 ± 0.09	0.52 ± 0.10	-0.16 ± 0.03	0.80	7.31 ± 0.030	95	30
HD 99121	6284 ± 90	4.27 ± 0.15	1.38 ± 0.15	-0.10 ± 0.05	1.19	7.367 ± 0.061	93	31
HD 105421	6169 ± 71	4.52 ± 0.12	0.55 ± 0.15	-0.17 ± 0.04	1.07	7.301 ± 0.048	98	30
HD 109628	5577 ± 49	4.27 ± 0.10	0.74 ± 0.12	-0.44 ± 0.03	0.83	7.031 ± 0.031	105	30
HD 117963	6260 ± 83	4.60 ± 0.13	1.51 ± 0.17	0.11 ± 0.05	1.21	7.58 ± 0.060	101	34
HD 118328	5656 ± 127	4.26 ± 0.22	0.45 ± 0.34	-0.18 ± 0.08	0.90	7.288 ± 0.089	70	26
HD 121298	5979 ± 88	4.49 ± 0.15	1.21 ± 0.26	-0.50 ± 0.05	0.90	6.969 ± 0.052	94	28
HD 124054	5722 ± 43	4.22 ± 0.08	0.88 ± 0.10	-0.25 ± 0.03	0.92	7.219 ± 0.030	105	32
HD 126246	6073 ± 65	4.60 ± 0.11	1.55 ± 0.14	0.03 ± 0.04	1.09	7.503 ± 0.045	98	31
BD +22 2706	5670 ± 36	4.35 ± 0.07	0.82 ± 0.08	-0.09 ± 0.03	0.93	7.376 ± 0.025	99	33
HD 128041	5321 ± 46	4.10 ± 0.09	0.83 ± 0.09	-0.12 ± 0.03	0.87	7.347 ± 0.030	98	29
HD 139569	6352 ± 84	4.46 ± 0.12	1.33 ± 0.13	0.45 ± 0.06	1.29	7.92 ± 0.063	101	27
HD 143144	5715 ± 57	4.39 ± 0.10	0.87 ± 0.09	-0.07 ± 0.03	0.95	7.396 ± 0.038	94	30
HD 186858	4734 ± 89	4.55 ± 0.19	0.00 ± 0.53	-0.11 ± 0.03	0.74	7.356 ± 0.048	97	26
HD 201936	6431 ± 100	4.55 ± 0.15	1.42 ± 0.17	0.16 ± 0.06	1.30	7.631 ± 0.069	88	32
HD 209965	5935 ± 63	4.27 ± 0.12	1.15 ± 0.13	-0.23 ± 0.04	1.02	7.241 ± 0.041	93	31

Tabella 3.1: Risultati dell'analisi delle primarie. Nell'ordine: parametri atmosferici, massa, abbondanza assoluta di ferro, numero di righe del Fe I e del Fe II.

3.4 Selezione delle righe

In alcuni casi, la procedura automatica di misura delle larghezze equivalenti può fornire risultati errati, ad esempio a causa del posizionamento non corretto del continuo o nel caso di righe forti, per le quali un fit Gaussiano risulta meno preciso a causa delle ali di smorzamento pronunciate (le quali hanno un profilo Lorentziano). Una misura errata si traduce in un valore di abbondanza che può differire in maniera significativa dalla media dei valori ottenuti dalle altre righe. Pertanto, ai fini di un'analisi accurata, è necessario definire criteri operativi rigorosi di individuazione e rimozione delle righe discrepanti. A priori si è deciso di escludere dall'analisi tutte le righe aventi lunghezza d'onda a riposo maggiore di 7000 Å, per via della peggiore qualità degli spettri SARG in questa regione dovuta a fenomeni di interferenza nei CCD. In corso di analisi sono stati adottati due criteri di taglio (clipping): innanzitutto sono considerate outliers le righe il cui corrispondente valore di abbondanza differisce dal valore medio più di 2.5 volte la deviazione standard. Inoltre è stato applicato un taglio sulla base dell'intensità attesa:

$$I_{min} < I < I_{max} \quad (3.16)$$

dove

$$I_{min} = I_{0,min} + \frac{T_{eff} - T_0}{1000} \quad (3.17)$$

$$I_{max} = I_{0,max} + \frac{T_{eff} - T_0}{1000} \quad (3.18)$$

in cui $I_{0,min}$, $I_{0,max}$ e T_0 sono valori ricavati empiricamente. Per intensità attesa si intende la quantità:

$$I^{exp} = \log(gf) - \theta\chi \quad (3.19)$$

dove:

- g , χ sono, rispettivamente, peso statistico e potenziale di eccitazione (in eV) del livello inferiore della transizione elettronica che dà luogo alla riga in assorbimento.
- f è la forza di oscillatore della transizione.
- θ è un parametro legato alla temperatura di eccitazione dalla relazione:
$$\theta = \frac{\ln e}{k_B T_{ecc}} = \frac{5040}{T_{ecc}} [eV^{-1}]$$

La temperatura di eccitazione è quella caratteristica della regione della fotosfera nella quale si origina la riga: essa può essere approssimata con la temperatura superficiale, la quale si può a sua volta approssimare con: $T_{sup} = 85\% T_{eff}$. Questa approssimazione si ottiene dalla soluzione lineare dell'atmosfera grigia, ma è sostanzialmente valida in generale.

L'intensità attesa per ciascuna riga, così come l'intervallo di valori entro cui essa può variare (3.17), dipende pertanto dalla temperatura del modello.

La rimozione delle righe discrepanti avviene per via iterativa: ad ogni step si determina il modello di atmosfera ottimale, dopodiché si applicano i due clipping e si ripete l'analisi con la nuova lista di righe, finché non vi sono più righe da escludere.

3.5 Analisi degli errori

Per l'analisi degli errori per le primarie si è seguita la procedura descritta in Epstein et al. (2010)[22]. Il metodo definisce quattro osservabili, associando ad ognuna un errore σ_i , e assume che ciascun parametro atmosferico m_i possa scriversi come combinazione di lineare di queste. L'errore su ciascun parametro può scriversi pertanto:

$$\sigma(m_i) = \sqrt{\sum_{k=1}^4 c_{ik}^2 \sigma_i^2} \quad (3.20)$$

Le quattro osservabili dell'analisi sono:

- o_1 : pendenza della retta di best fit: A_{FeI} vs χ
- o_2 : pendenza della retta di best fit: A_{FeI} vs EW
- o_3 : $\langle A \rangle_{FeI} - \langle A \rangle_{FeII}$
- o_4 : $[Fe/H]_{FeI} - [Fe/H]$, dove $[Fe/H]_{FeI} = \langle A \rangle_{FeI} - 7.47$

La matrice c_{ik} si costruisce variando un parametro atmosferico per volta e calcolando la conseguente variazione di ciascuna osservabile.

Infine, l'incertezza sull'abbondanza si calcola assumendo che essa possa esprimersi come combinazione lineare dei parametri atmosferici. In questo caso, i coefficienti si ottengono dal rapporto $\frac{\Delta A_{Fe}}{\Delta m_i}$, dove ΔA_{Fe} è la variazione di abbondanza indotta dalla variazione Δm_i del (solo) parametro i -esimo.

Tali coefficienti dipendono dall'opacità del continuo: in stelle di tipo solare, nelle quali la sorgente dominante è lo ione H^- e il ferro è principalmente ionizzato, le variazioni previste sono piccole (dell'ordine del millesimo). Per questo motivo i coefficienti sono stati calcolati una singola volta su una stella campione e poi utilizzati per l'analisi degli errori di tutte le primarie.

Questo termine di errore si somma in quadratura all'errore interno, ovvero quello dovuto alla dispersione dei valori di abbondanza ottenuti da ciascuna riga.

L'errore standard sulle abbondanze medie $\langle A \rangle_{FeI}$ e $\langle A \rangle_{FeII}$ è generato dall'incertezza sulle misure di larghezza equivalente e sulla forza di oscillatore. Per quanto riguarda la stima della prima, σ_{EW} , l'idea è quella di prendere in esame un sistema binario le cui componenti siano il più simili possibile (in termini di temperatura) e osservare di quanto differisce la misura di ciascuna riga da una stella all'altra. Per quantificare l'errore è stata utilizzata la dispersione dei punti (EW_i^A , EW_i^B) attorno alla retta di best fit (figura 3.4). Come conseguente errore standard sull'abbondanza media di Fe è stata assunta la quantità:

$$\sigma_{\langle A \rangle} = \frac{\langle A \rangle_{EW+\sigma_{EW}} - \langle A \rangle}{N_{righe}} \quad (3.21)$$

dove $\langle A \rangle_{EW+\sigma_{EW}}$ è il valore (medio) di abbondanza ottenuto incrementando tutte le larghezze equivalenti di una quantità σ_{EW} (senza variare i parametri atmosferici). Tale errore è di 0.008 dex.

Infine, l'errore standard tipico sull'abbondanza (ricavata da una singola riga)

dovuto all'incertezza sulla forza di oscillatore è dell'ordine di $\sim 0.06 - 0.07$ dex. In conclusione, l'errore cumulativo stimato sull'abbondanza media è dell'ordine di 0.010 dex per il Fe I e 0.015 dex per il Fe II.

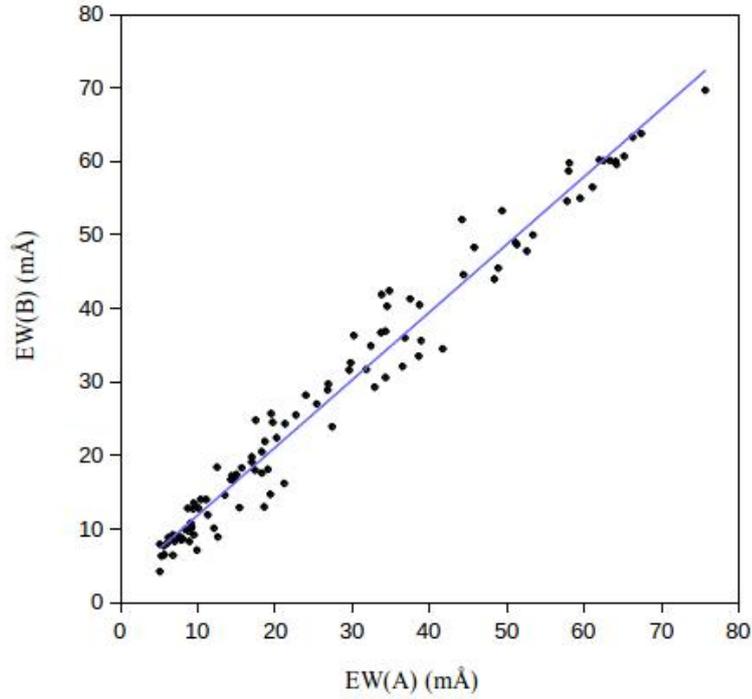


Figura 3.4: Larghezze equivalenti della secondaria in funzione di quelle della primaria per il sistema HD 109628.

Capitolo 4

Analisi delle secondarie

4.1 Analisi differenziale

Le secondarie di ciascun sistema sono state analizzate in maniera differenziale rispetto alle primarie. A differenza di un approccio puramente spettroscopico, questo metodo consente di eliminare molte delle fonti di incertezza sistematica che inevitabilmente condizionano un'analisi di abbondanze, prima fra tutte la problematica inerente quanto fedelmente i modelli teorici riproducano la struttura delle atmosfere reali. L'approccio adottato in questa analisi consente di determinare in maniera accurata la differenza di gravità tra primaria e secondaria dalla formula:

$$\log\left(\frac{g_B}{g_A}\right) = \log\left(\frac{M_B}{M_A}\right) + 0.4(m_{v,B} - m_{v,A}) + 0.4(BC_B - BC_A) + 4 \log\frac{T_{eff,B}}{T_{eff,A}} \quad (4.1)$$

Infatti, dal momento che le stelle esaminate sono di sequenza principale, il rapporto tra le loro masse è noto con precisione una volta tenuto conto dei fattori evolutivi. Inoltre, essendo le componenti di ciascuna coppia alla stessa distanza da noi, la loro differenza di luminosità è nota e corrisponde alla differenza di magnitudine apparente: viene così ad essere eliminata una delle sorgenti principali di errore, quella dovuta cioè alla misura delle parallassi. Le differenze di magnitudine apparente sono note con incertezze dell'ordine di qualche centesimo di magnitudine, il che si traduce in un errore inferiore a 10 K sulla differenza di temperatura, inferiore ad esempio rispetto all'errore interno (dovuto cioè allo scatter da riga a riga). Un valore accurato della differenza di temperatura può così essere ottenuto dall'imposizione dell'equilibrio di ionizzazione (in senso differenziale): infatti la differenza di abbondanza tra ferro neutro e ionizzato è estremamente sensibile a variazioni di temperatura (0,0009 dex/K).

Dal punto di vista operativo, si è proceduto quindi per iterazione: ad ogni step si modifica la differenza di temperatura al fine di imporre l'equilibrio di ionizzazione; il nuovo valore così ottenuto è in seguito utilizzato per aggiornare la differenza di gravità superficiale (4.1) e la microturbolenza del modello della secondaria (vedi sezione 4.3). Terminata un'iterazione, si procede con il nuovo modello della secondaria a ristabilire l'equilibrio di ionizzazione e così via. La massa della secondaria è ricavata dalle isocrone di Girardi (2002)[27] come in Da Silva et al. (2006)[13]. Anch'essa pertanto viene aggiornata ad ogni iterazione in conseguenza della variazione di

temperatura.

Infine, lo stesso valore di metallicità della primaria è stato adottato anche per la secondaria.

A conclusione dell'analisi, la differenza di abbondanza è calcolata come media delle differenze riga per riga del Fe I. I valori ottenuti per ciascun sistema sono mostrati in Tabella 4.1, insieme alla deviazione standard e al numero di righe utilizzate nell'analisi. In tabella 4.2 sono invece riportati i parametri atmosferici e l'abbondanza (assoluta) ottenuta dalle righe del Fe I per le secondarie. Solamente l'errore interno è mostrato per quest'ultima.

Oggetto	$\Delta[Fe/H]$	rms	N_{righe}
HD 2770	-0.003 ± 0.037	0.125	105
HD 76037	-0.125 ± 0.029	0.102	93
HD 85441	-0.020 ± 0.039	0.106	58
HD 86057	0.064 ± 0.031	0.138	101
HD 87743	0.046 ± 0.027	0.138	109
BD +18 2366	-0.035 ± 0.028	0.083	86
HD 94399	-0.044 ± 0.026	0.093	95
HD 99121	0.045 ± 0.032	0.171	93
HD 105421	0.026 ± 0.037	0.156	98
HD 109628	-0.037 ± 0.024	0.097	105
HD 117963	0.026 ± 0.028	0.112	101
HD 118328	0.026 ± 0.038	0.164	70
HD 121298	-0.104 ± 0.030	0.139	94
HD 124054	0.030 ± 0.023	0.112	105
HD 126246	0.078 ± 0.029	0.123	98
BD +22 2706	0.027 ± 0.023	0.071	99
HD 128041	-0.025 ± 0.028	0.129	98
HD 139569	0.116 ± 0.041	0.148	101
HD 143144	0.009 ± 0.025	0.091	94
HD 186858	0.011 ± 0.034	0.078	97
HD 201936	-0.114 ± 0.052	0.229	88
HD 209965	-0.021 ± 0.027	0.112	93

Tabella 4.1: Differenze di metallicità tra le componenti dei sistemi analizzati, con relative deviazioni standard e numero di righe utilizzate nell'analisi.

Oggetto	T_{eff}	$\log g$	ξ	$M(M_{\odot})$	A_{FeI}
HD 2770	5466	4.34	1.20	0.89	7.365 ± 0.012
HD 76037	6289	4.27	1.35	1.18	7.515 ± 0.018
HD 85441	4919	4.13	0.52	0.80	7.488 ± 0.016
HD 86057	5535	4.58	1.00	0.94	7.463 ± 0.009
HD 87743	5692	4.45	0.84	0.90	7.192 ± 0.009
BD +18 2366	4985	4.09	0.52	0.81	7.499 ± 0.010
HD 94399	5187	4.23	0.53	0.81	7.354 ± 0.010
HD 99121	6157	4.53	1.15	1.09	7.322 ± 0.012
HD 105421	5948	4.63	0.55	0.99	7.275 ± 0.012
HD 109628	5595	4.30	0.75	0.83	7.062 ± 0.008
HD 117963	6177	4.67	0.33	1.17	7.554 ± 0.012
HD 118328	5600	4.34	0.46	0.89	7.262 ± 0.021
HD 121298	5892	4.60	1.08	0.87	7.073 ± 0.012
HD 124054	5537	4.29	0.70	0.87	7.189 ± 0.010
HD 126246	5924	4.61	0.70	1.04	7.425 ± 0.008
BD +22 2706	5401	4.31	0.61	0.87	7.349 ± 0.009
HD 128041	4850	4.15	0.00	0.79	7.372 ± 0.012
HD 139569	6051	4.45	0.88	1.17	7.754 ± 0.013
HD 143144	5666	4.44	0.48	0.93	7.387 ± 0.011
HD 186858	4709	4.60	0.00	0.72	7.345 ± 0.014
HD 201936	6442	4.63	2.24	1.29	7.745 ± 0.020
HD 209965	5870	4.42	1.06	0.96	7.262 ± 0.010

Tabella 4.2: Parametri atmosferici, masse e abbondanze di ferro assolute per le secondarie dei sistemi analizzati.

4.2 Differenze di temperatura

L'esito dell'analisi differenziale e l'accuratezza che essa può raggiungere dipendono fondamentalmente dalla differenza di temperatura tra le componenti, ovvero dal metodo utilizzato per determinarla. Come già anticipato, per la lista di righe utilizzata nell'analisi l'equilibrio di ionizzazione è molto sensibile a variazioni di temperatura: sfruttando questa proprietà, è possibile determinare le differenze di temperatura con grande precisione (nei casi migliori l'errore è di 20-30 K). Tuttavia, in linea di principio potrebbero essere utilizzate anche tecniche diverse: in Tabella 4.3 le differenze di temperatura derivate dall'equilibrio di ionizzazione sono messe a confronto con quelle ottenute utilizzando metodi alternativi, ovvero i colori (B-V) (Alonso (1996)[1]) e (V-K) (Cutri et al. (2003)[11] e Alonso (1994)[2]) e la differenza di magnitudine, utilizzando in quest'ultimo caso la pendenza della sequenza principale ottenuta da un'isocrona di 1 Gyr e metallicità solare. Dal momento che non sono presi in considerazione effetti evolutivi, quest'ultima tecnica fornisce, in realtà, un limite superiore sulla differenza di temperatura.

Si può notare come le differenze di temperatura derivate dai colori siano spesso in disaccordo con quelle ottenute spettroscopicamente e spesso differiscano notevolmente anche da un colore all'altro. Inoltre si è riscontrato che l'accuratezza è tipicamente molto inferiore: ciò è spiegabile alla luce degli errori fotometrici maggiori in presenza di stelle molto vicine.

Oggetto	$\Delta T_{eq.ion}$	$\Delta T_{(B-V)}$	$\Delta T_{(V-K)}$	$\Delta T_{\Delta V}$
HD 2770	126 ± 45	392	81	87
HD 76037	-89 ± 32	-7	-27	310
HD 85441	164 ± 47	19		241
HD 86057	383 ± 34	450		470
HD 87743	38 ± 27	64	-152	-91
BD +18 2366	18 ± 32	273	78	40
HD 94399	-47 ± 28	345		3
HD 99121	127 ± 38	55		467
HD 105421	221 ± 44	196	321	293
HD 109628	-18 ± 25	-99		25
HD 117963	83 ± 31	-301	239	153
HD 118328	56 ± 42	247		150
HD 121298	87 ± 32	91	176	206
HD 124054	185 ± 20	220	220	233
HD 126246	149 ± 32	254	80	106
BD +22 2706	269 ± 25	235	489	137
HD 128041	471 ± 28	199		454
HD 139569	301 ± 50	69	230	175
HD 143144	49 ± 27	-49		102
HD 186858	25 ± 42	-77		93
HD 201936	-11 ± 63	92		107
HD 209965	65 ± 28	72		267

Tabella 4.3: Differenze di temperatura tra le componenti dei sistemi analizzati ottenute con metodi diversi.

4.3 Microturbolenza dei modelli

La forza dell'analisi differenziale risiede nel fatto che le differenze di gravità superficiale e temperatura effettiva tra primarie e secondarie possono essere determinate in maniera accurata (vedi Sezione 4.1). Anche la microturbolenza necessita, tuttavia, di un'attenzione particolare: in tal senso è istruttivo il caso di HD 219542, per il quale una differenza di abbondanza significativa a 10σ non è stata confermata dopo che l'analisi è stata ripetuta apportando modifiche alla procedura (Desidera et al. 2004[17]). Tra queste, vi è l'adozione di valori differenti di microturbolenza tra primaria e secondaria: è stato stimato che la differenza introdotta di 0,15 km/s possa aver contribuito alla riduzione di circa il 30% della differenza di abbondanza originale.

Al fine di assicurare uniformità nella scelta del parametro di microturbolenza per le secondarie, in questa analisi è stata adottata per tutte le stelle una relazione $\xi-T_{eff}$ ricavata empiricamente dal campione. Per stelle di sequenza principale ci si attende, infatti, una correlazione tra questi due parametri derivati spettroscopicamente (e.g. Edvardsson et al. 1993[21]). La relazione $\xi-T_{eff}$ è stata costruita effettuando un'analisi puramente spettroscopica di tutte le stelle del campione (incluse le secondarie), secondo le modalità descritte nella Sezione 3.3. Naturalmente, non essendo la microturbolenza in definitiva un parametro libero, in questa analisi il modello di atmosfera ottimale di ciascuna primaria può prevedere trend delle misure di abbondanza (ricavate dalle righe del Fe I) con la larghezza equivalente.

Questa procedura non è stata applicata alle stelle rotanti ($v \sin i > 4,5 \text{ km/s}$) e alle stelle fredde ($T_{eff} < 5000 \text{ K}$). In questi casi si è infatti riscontrato che i valori di T_{eff} e ξ che derivano dall'analisi divergono in maniera significativa dal trend globale che emerge dal resto del campione. Tutte le stelle rimanenti sono state inizialmente analizzate con questo metodo. Completata l'analisi di ambedue le componenti di ciascuna coppia, sono state selezionate quelle stelle in cui la pendenza della retta di best fit: A_{FeI} vs EW è significativa a 3σ . Si è stabilito che, oltre questa soglia, non sia più ragionevole rinunciare al valore ottimale spettroscopico al fine di garantire uniformità tra primaria e secondaria: queste stelle sono state pertanto escluse dalla relazione empirica $\xi-T_{eff}$ e il valore di microturbolenza adottato, in questi casi, è per l'appunto quello spettroscopico.

In ultima istanza, la relazione è stata costruita solamente sulla base del 40% del campione (figura 4.1). La curva che meglio interpola i dati è una parabola:

$$\xi = a T_{eff}^2 + b T_{eff} + c \quad (4.2)$$

con

$$a = 8.21 \cdot 10^{-7} \quad (4.3)$$

$$b = -8.31 \cdot 10^{-3} \quad (4.4)$$

$$c = 21.5 \quad (4.5)$$

La dispersione attorno a tale curva è di soli 0.13 km/s, comparabile con i valori tipici di incertezza associati a tale parametro riscontrabili in questo genere di analisi (tipicamente 0.2 km/s). Si può dunque affermare che lo scatter è unicamente dovuto agli errori di misura, il che legittima l'utilizzo di tale procedura per queste stelle.

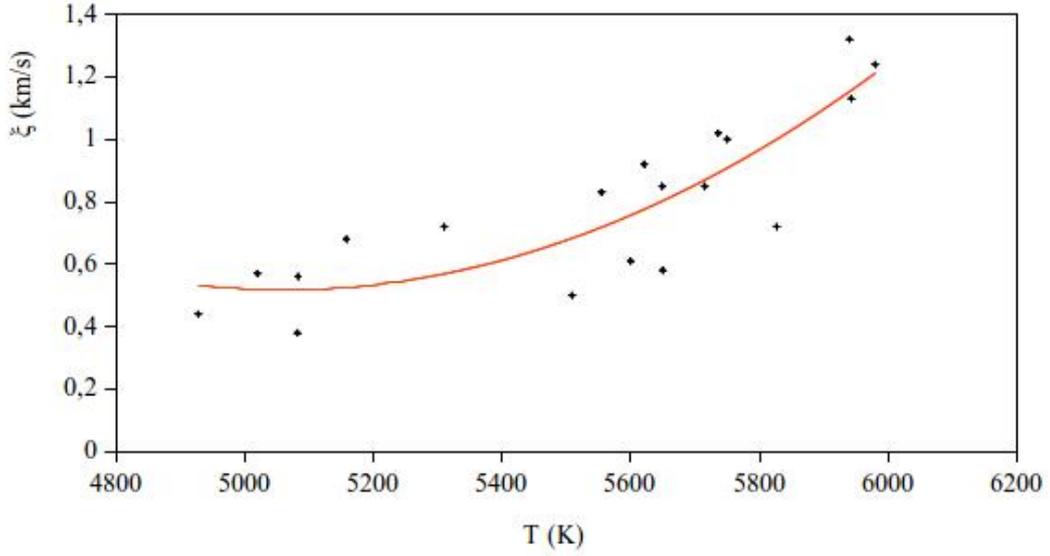


Figura 4.1: Relazione empirica $\xi-T_{eff}$ utilizzata nell'analisi.

4.4 Analisi degli errori

L'errore associato alla differenza di abbondanza tra primaria e secondaria è la somma di tre contributi: scatter interno, differenza di temperatura e differenza di microturbolenza tra le componenti. Il primo è la deviazione standard della media delle differenze di abbondanza riga per riga: valori tipici per le coppie analizzate in questo lavoro sono dell'ordine di 0.01 dex, a testimonianza del lavoro meticoloso di selezione delle righe da utilizzare nell'analisi.

La differenza di temperatura tra le componenti costituisce la sorgente di errore dominante. L'errore $\sigma(\Delta A_{A-B})$ che essa introduce sulla differenza di abbondanza è stato calcolato come:

$$\sigma(\Delta A_{A-B}) = \left(\frac{\partial A}{\partial T} \right) \sigma(\Delta T_{A-B}) \quad (4.6)$$

Siccome la differenza di temperatura è ottenuta imponendo l'equilibrio di ionizzazione, l'incertezza risultante ad essa associata è stata valutata come:

$$\sigma(\Delta T_{A-B}) = \frac{\sigma(\Delta A_{FeI} - \Delta A_{FeII})}{0.0009 \frac{dex}{K}} \quad (4.7)$$

La quantità a numeratore corrisponde al limite, dettato dallo scatter interno delle misure, nell'accuratezza con cui si può ottenere tale equilibrio: essa è ottenuta sommando in quadratura l'errore standard sulla media delle differenze di abbondanza riga per riga del Fe I alla medesima quantità (riga per riga) del Fe II. Tale limite è diviso per la sensibilità, a variazioni di temperatura, della differenza di abbondanza tra Fe I e Fe II: essa è caratteristica della lista di righe utilizzata nell'analisi. Valori tipici dell'errore sulla differenza di abbondanza sono dell'ordine di 0.02 dex.

Infine, l'errore dovuto alla microturbolenza è stato stimato in maniera analoga a quello dovuto alla temperatura; come incertezza sulla differenza di microturbolenza è stato adottato il valore di 0.12 km/s, corrispondente alla dispersione attorno alla curva empirica di best fit $\xi-T_{eff}$ (vedi sezione (4.3)).

L'errore dovuto alla differenza di temperatura non è, a rigore, indipendente da quello dovuto allo scatter interno: esso è infatti valutato proprio a partire da quest'ultimo. Tuttavia, non si ritiene che ciò influisca in maniera significativa sul risultato finale.

Capitolo 5

Discussione dei risultati

5.1 Differenze di abbondanza

Il campione è stato suddiviso in due sottoclassi: dei 22 sistemi analizzati, in 8 almeno una delle componenti possiede una velocità di rotazione superiore a 4 km/s. Come sarà discusso in maniera approfondita nella Sezione 5.1.2, questi sistemi meritano un discorso a parte alla luce delle difficoltà legate all'inappropriatezza del metodo di analisi. Nel sistema HD 121298 è stata riscontrata una differenza di metallicità significativa e sarà discusso separatamente (sezione 5.2).

5.1.1 Stelle non rotanti

Le Figure 5.1 e 5.2 mostrano le differenze di abbondanza in funzione della temperatura della primaria e della differenza di temperatura tra primaria e secondaria. La deviazione standard delle differenze di abbondanza è di 0.03 dex e corrisponde all'errore tipico di misura ad esse associato: lo scatter è dunque giustificabile alla luce degli errori di misura.

In due casi, HD 94399 e HD 109628, la secondaria risulta più calda della primaria: in questi due sistemi le componenti sono molto simili, infatti la differenza di magnitudine è inferiore a 0.1 mag e le gravità differiscono di soli 0.03 dex. Si può dunque ritenere che le differenze negative di temperatura siano solamente una conseguenza degli errori interni all'analisi: esse infatti risultano comparabili al valore tipico di incertezza su questa quantità stimato dall'equilibrio di ionizzazione (4.4).

Sebbene alcune coppie evidenzino una marginale differenza di abbondanza, in un solo caso essa si può ritenere realmente significativa: HD 121298 mostra una differenza $\Delta[Fe/H] = -0.104$ dex: valori di almeno 0.1 dex sono infatti attesi alla luce delle stime attuali di differenza di abbondanza tra stelle che ospitano pianeti e normali stelle di campo.

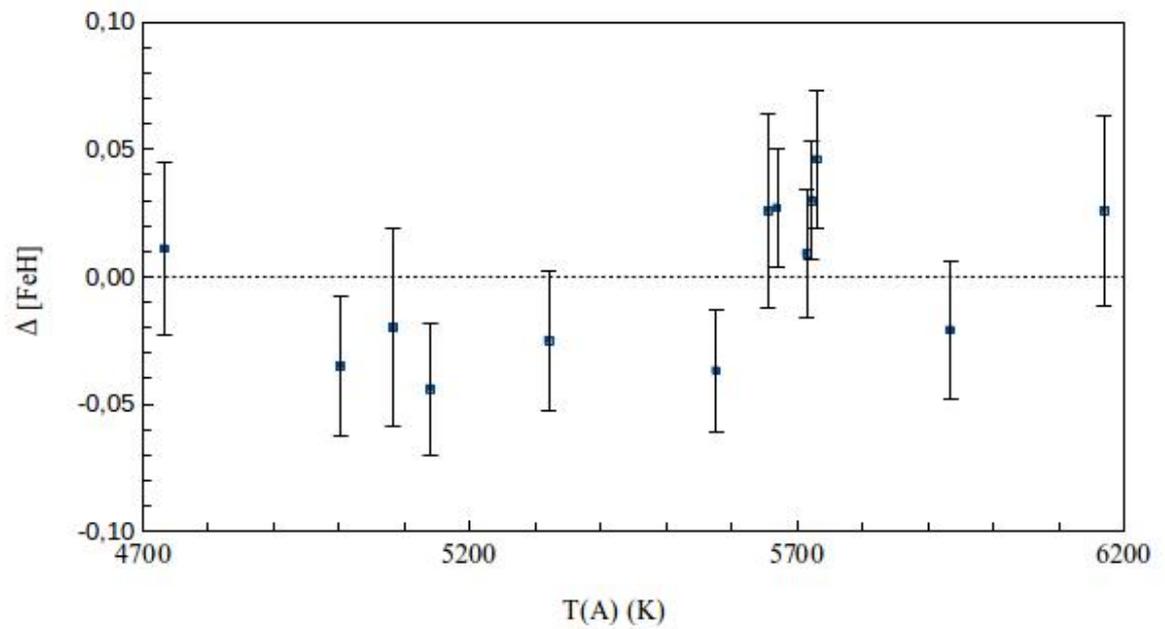


Figura 5.1: Differenza di abbondanza in funzione della temperatura della primaria per le stelle non rotanti del campione.

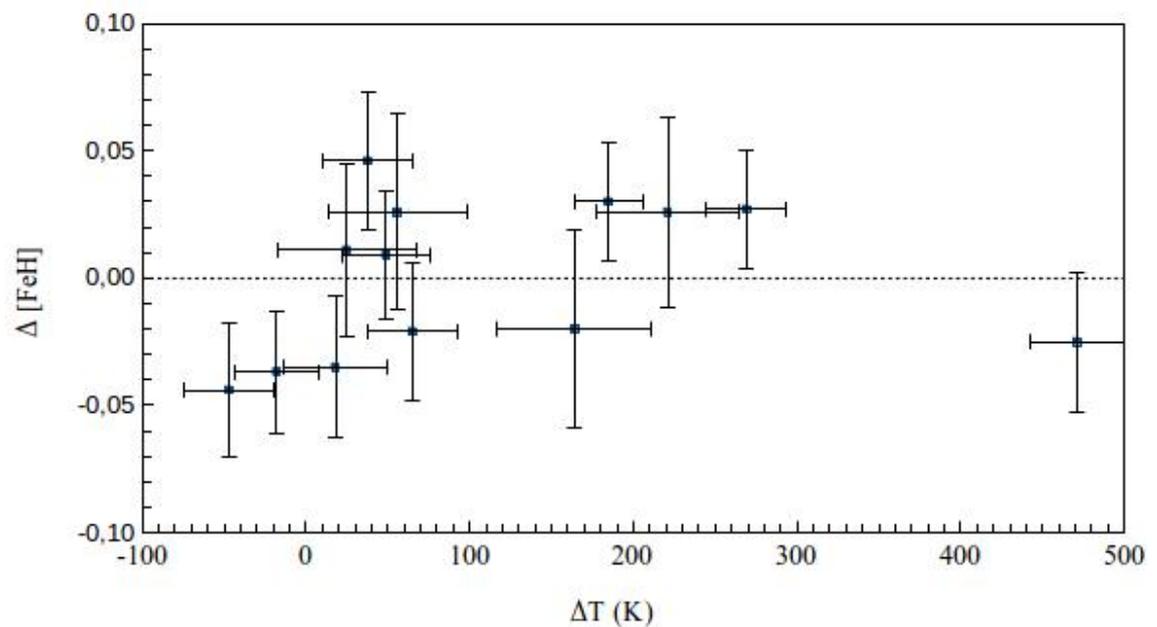


Figura 5.2: Differenza di abbondanza in funzione della differenza di temperatura per le stelle non rotanti del campione.

5.1.2 Stelle rotanti

La Figura 5.3 mostra la differenza di abbondanza in funzione della differenza di temperatura. Solo in due casi (HD 117963 e HD 2770) non è stata riscontrata una differenza di abbondanza significativa, mentre in tre sistemi essa supera 0.1 dex. La grande accuratezza ottenibile con un'analisi differenziale deriva anche dall'applicare ad entrambe le componenti la stessa procedura di tracciamento del continuo sugli spettri e misura delle larghezze equivalenti. Come illustrato nella sezione 3.2, questo non è possibile nel caso di stelle rotanti: la Full Width at Half Maximum (FWHM) di input nella routine di misura automatica delle larghezze equivalenti è diversa tra le componenti di ciascuna coppia. Essa è stata determinata a partire dalle velocità di rotazione: è stato stimato che, a parità di condizioni, una variazione di 1 km/s di questa velocità (corrispondente all'incertezza tipica di misura associata) comporta una variazione notevole dell'abbondanza di ferro derivata dall'analisi (~ 0.05 dex). Ne consegue che, nonostante si sia riscontrato come l'accorgimento di una scelta opportuna del parametro di FWHM abbia effettivamente ridotto in maniera sensibile le differenze di abbondanza in questi sistemi, l'incertezza sui valori di velocità di rotazione possa contribuire in maniera importante alle differenze di abbondanza ottenute.

L'incertezza forse più grande in un'analisi di questo tipo applicata a stelle rotanti è che queste sono tendenzialmente giovani e pertanto potenzialmente attive. L'attività comporta instabilità dell'atmosfera stellare, per cui le condizioni fisiche di questa regione, al momento dell'osservazione, potrebbero anche differire in maniera notevole tra le due componenti. La variabilità dell'atmosfera introduce ulteriore imprecisione nell'analisi dal momento che le misure spettroscopiche non sono simultanee a quelle fotometriche. L'atmosfera di una stella attiva inoltre è marcatamente disomogenea, pertanto è inadeguata, a rigore, l'approssimazione di geometria unidimensionale (strati piani paralleli) sulla quale si basano i modelli tradizionali.

In conclusione, le problematiche introdotte dalla rotazione sono molteplici e, al contempo, difficili da quantificare.

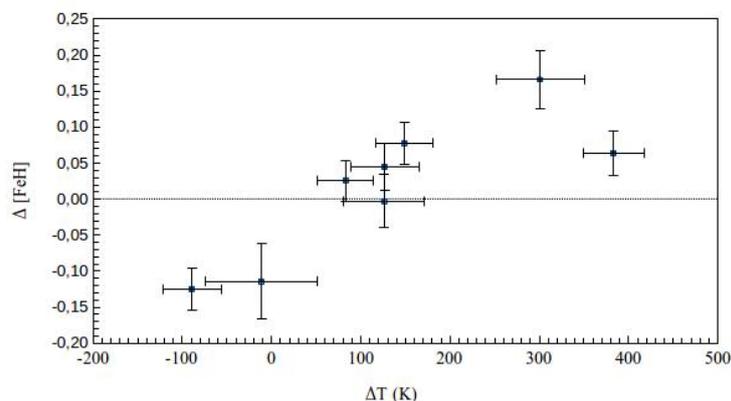


Figura 5.3: Differenza di abbondanza in funzione della differenza di temperatura per le stelle rotanti del campione.

5.2 HD 121298

In Tabella 5.2 sono riportati i parametri fondamentali di HD 121298. Questo sistema merita un'attenzione particolare, dal momento che la differenza di abbondanza tra le componenti non è giustificabile in maniera immediata alla luce delle problematiche intrinseche al metodo di analisi: la differenza di temperatura è inferiore a 100 K, il valore di $v \sin i$ di entrambe le componenti è basso così come il livello di attività cromosferica, come indicato sia dalle misure di R_{HK} che di H_α . Perchè la differenza di abbondanza si cancelli, la differenza di temperatura dovrebbe essere di ~ 150 K superiore. Ciò appare poco plausibile: i valori ottenuti da metodi fotometrici sono infatti in buon accordo con quello utilizzato nell'analisi. A riprova della robustezza di quest'ultimo, inoltre, si evidenzia come esso coincida con quello che si otterrebbe richiedendo l'equilibrio di eccitazione del Fe I (in senso differenziale) (Figura 5.4). Infine, Le velocità di microturbolenza adoperate sono del tutto compatibili i valori di gravità e temperatura. I valori adottati per primaria e secondaria coincidono entro gli errori (la differenza è di soli 0.13 km/s): il differente valore di questo parametro non può spiegare la differenza di abbondanza osservata.

I valori di temperatura e magnitudine sono compatibili con il posizionamento delle due stelle su una singola isocrona e indicano un'età piuttosto avanzata: essa è compatibile con il basso livello di attività cromosferica osservato e la metallicità moderatamente bassa da noi trovata ($[Fe/H]=-0.50$). Le età risultano di 9.284 ± 2.130 Gyr e 8.010 ± 3.562 Gyr rispettivamente per la primaria e la secondaria. Età e metallicità sono in ottimo accordo con i valori derivati da Holmberg et al. (2009)[24].

Le magnitudini UV di GALEX sono quelle attese per stelle con temperatura prossima a 6000 K (Smith et al. 2014[25]).

Una possibilità che è stata esplorata è che le misure fotometriche e spettroscopiche siano in realtà influenzate dalla presenza di componenti stellari non risolte. Le velocità radiali ottenute dagli spettri SARG, tuttavia, non mostrano trend misurabili per nessuna delle due componenti (le pendenze sono 0.004 ± 0.003 e 0.001 ± 0.003 m/s/d per la primaria e la secondaria rispettivamente (Carolo 2013[10]). Questo esclude componenti stellari a piccole separazioni (periodi di alcuni anni).

Inoltre, sebbene non sia possibile determinare l'orbita con i dati a disposizione, l'analisi dei dati astrometrici e della differenza di velocità radiale tra le due componenti rivela che le proprietà del sistema sono del tutto compatibili con un sistema binario alla separazione proiettata di circa 500 unità astronomiche e quindi porta ad escludere la presenza di ulteriori compagni di massa stellare su periodi di alcune decine di anni o maggiori.

Appurato che la differenza di abbondanza tra le componenti è reale, occorre ricercarne le possibili cause. La primaria potrebbe apparire meno metallica per via della diffusione degli elementi pesanti, tuttavia a giudicare dalla piccola differenza di temperatura è poco plausibile che tale processo possa avere avuto un effetto così marcato. Inoltre le righe del Li appaiono abbastanza simili tra le due componenti, e anche ciò è in contraddizione con questa ipotesi. La secondaria potrebbe essere

stata arricchita dall'esplosione di Supernova di una compagna, tuttavia a seguito di un simile evento è verosimile che il sistema legato si rompa.

In conclusione, l'accrescimento selettivo su una delle due componenti, ad esempio l'accrescimento di polvere da un disco o addirittura di un intero pianeta, sembrerebbe l'ipotesi più ragionevole. Un simile scenario è stato proposto anche per la blue stragglers scoperta nel campione FEROS, per la quale però è stato speculato che il materiale accresciuto provenisse dal disco formatosi attorno alla stella compagna di AGB poi divenuta una nana bianca (Desidera et al. 2007[14]). Nel caso di HD121298, invece, dal momento che non sono state evidenziate differenze significative nel Ba II e nelle bande del C₂ tra le due componenti, si può escludere che la differenza di abbondanza sia dovuta ad un trasferimento (del resto non vi è alcuna evidenza dinamica o fotometrica di una compagna): il materiale potrebbe provenire dal disco primordiale della stella.

Il monitoraggio delle velocità radiali effettuato con SARG per la ricerca di pianeti indica variazioni di piccola ampiezza e nessun trend di lungo periodo, il che permette di escludere la presenza di compagni massicci a corto periodo. Per altro, le velocità radiali della survey SARG non mostrano evidenza di periodi significativi e quindi di pianeti per nessuna delle due componenti. Gli scarti quadratici medi delle velocità radiali, rispettivamente 8.3 m/s e 12.6 m/s per primaria e secondaria, (Carolo 2013[10]) sono tuttavia abbastanza grandi: non si può quindi escludere la presenza di pianeti gioviani a separazioni dell'ordine di 1 UA o maggiore, i quali potrebbero essere in qualche modo legati all'accrescimento di materiale roccioso sulla secondaria o alla sua mancanza nell'atmosfera della primaria. Questo sistema è tuttora oggetto di ulteriori esami al fine di convalidare questo risultato.

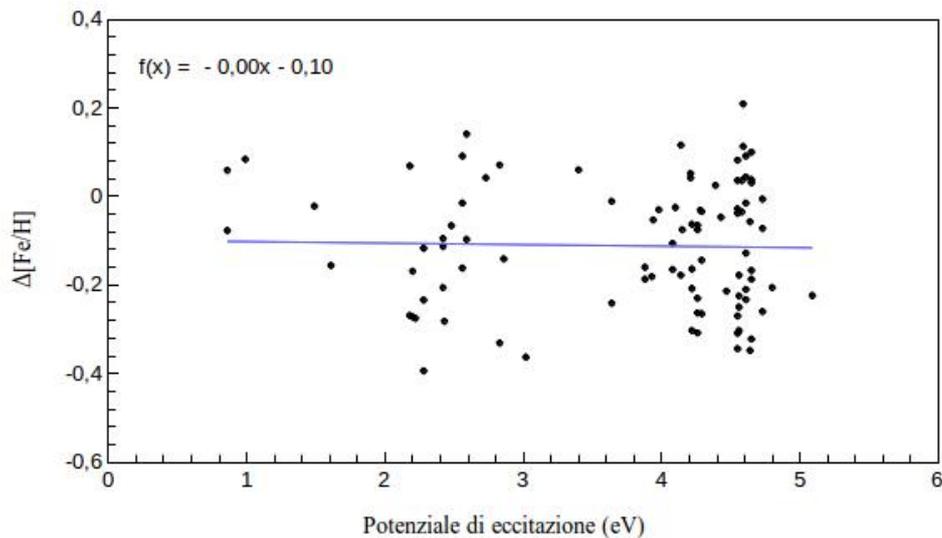


Figura 5.4: Differenza di abbondanza tra primaria e secondaria in funzione del potenziale di eccitazione per HD121298.

Parametri	A	B	Ref
Separation	6.6 arcsec		WDS
V	8.566 ± 0.006	8.937 ± 0.007	catalogo di Hipparcos
(B-V)	0.49 ± 0.02	0.52 ± 0.03	catalogo di Hipparcos
FUV (A+B)	19.07		catalogo GALEX
NUV (A+B)	12.45		catalogo GALEX
B (A+B)	9.01		SIMBAD
V (A+B)	8.56		SIMBAD
J (A+B)	7.503		2MASS
H (A+B)	7.251		2MASS
K (A+B)	7.225		2MASS
$b - y$ (A+B)	0.356		1998, A&AS, 129, 431
m_1 (A+B)	0.140		1998, A&AS, 129, 431
c_1 (A+B)	0.311		1998, A&AS, 129, 431
Parallax	14.00 ± 1.05 mas		catalogo di Hipparcos
v_r	4.2 km/s		[8]
Age	7.6 Gyr		[24]
[Fe/H]	-0.50		[24]
T_{eff}	5979	5892	Questo lavoro
$\log g$	4.49	4.60	Questo lavoro
$\xi(km/s)$	1.21	1.08	Questo lavoro
$[Fe/H]_A$	-0.50		Questo lavoro
$\Delta[Fe/H]$	-0.104 ± 0.030		Questo lavoro
$M(M_\odot)$	0.90	0.87	Questo lavoro
$v \sin i(km/s)$	1.9	1.3	[10]
R_{HK}	-4.91	-4.87	California Planet Search
H_α	0.227 ± 0.019	0.226 ± 0.009	Sissa et al., in preparazione

Tabella 5.1: Parametri fondamentali per le due componenti di HD121298.

5.3 Stima della massa di ferro accresciuta

Adottando l'approccio di Murray et al.(2001)[43], è possibile stimare quanto materiale roccioso debba depositarsi negli strati superficiali della stella nominalmente più ricca di ferro di ciascuna coppia affinché si origini la differenza di abbondanza osservata.

In generale, il materiale che cade sulla stella non sarà confinato nella sola fotosfera, ma piuttosto rimescolato negli strati superficiali della stella a seguito di instabilità convettiva. Inoltre, in stelle di massa superiore a $\sim 1.2 M_{\odot}$, si ritiene che un meccanismo addizionale di rimescolamento debba essere coinvolto al fine di giusticare l'andamento peculiare dell'abbondanza superficiale di Litio al variare della massa della stella (Lithium dip). Tale andamento è stato osservato, ad esempio, nelle Iadi (Boesgaard et Tripicco 1986[7]).

L'estensione della regione in cui avviene il rimescolamento extra (che indichiamo con M_{mix}), al variare della massa della stella, è stata valutata con semplici considerazioni a partire da dati osservativi (figura 5.6). Si rimanda all'articolo di riferimento per i dettagli.

La regione di rimescolamento effettiva M_{eff} è data pertanto da:

$$M_{eff} = M_{cvz} + M_{mix} \quad (5.1)$$

Un'assunzione importante utilizzata in questo calcolo è che la caduta di materiale avvenga quando l'estensione della regione convettiva della stella è già notevolmente ridotta (dell'ordine di qualche centesimo di M_{\odot} per stelle di tipo solare). Ad un'età di 10^8 anni essa può essere espressa tramite la seguente relazione:

$$M_{cvz} = a (M_{-3} - M^*)^{3.65} \quad (5.2)$$

ricavata empiricamente dai modelli stellari. Le quantità a , M_{-3} dipendono dalla metallicità della stella e M^* è la massa della stella.

Calcolata la massa della regione di rimescolamento, essa è moltiplicata per l'abbondanza di ferro (in massa) della stella f_{Fe} :

$$f_{Fe} = M_{Fe} \cdot 10^{A_{Fe,\odot} + [Fe/H] - 12} \quad (5.3)$$

per ottenere la massa totale di ferro nella regione di rimescolamento.

Tramite questo modello è dunque possibile valutare l'impatto dell'inquinamento sulla metallicità della stella, tenendo conto di come esso vari a seconda dell'estensione della regione in cui il materiale accresciuto è rimescolato. In altri termini, è possibile convertire una differenza di abbondanza tra due stelle in una differenza nel quantitativo di ferro contenuto nella regione di rimescolamento: tale differenza, a sua volta, si fa corrispondere al materiale accresciuto dalla stella di metallicità più alta (a rigore ciò che si ottiene è la differenza di materiale accresciuto tra le due stelle).

In tabella 5.2 sono riportate tali stime con i rispettivi errori. La Figura 5.5 ne mostra l'andamento con la temperatura della componente più metallica di ciascuna coppia. Questa procedura è stata applicata solamente ai sistemi in cui entrambi le componenti possiedono velocità di rotazione $v \sin i < 4.5$ km/s.

Oggetto	$\Delta M_{Fe}(M_{\odot})$
HD 85441	2.88 ± 5.58
HD 87743	1.90 ± 1.12
BD +18 2366	6.54 ± 5.18
HD 94399	4.06 ± 2.40
HD 105421/2	0.68 ± 0.98
HD 109628	1.03 ± 0.68
HD 118328	1.51 ± 2.22
HD 124054	1.32 ± 1.03
BD +22 2706	2.32 ± 1.99
HD 128041	1.55 ± 1.71
HD 143144	0.60 ± 1.70
HD 186858	3.18 ± 9.77
HD 209965	0.20 ± 0.25

Tabella 5.2: Stima della massa di ferro accresciuta in base all'approccio di Murray et al. (2001)[43].

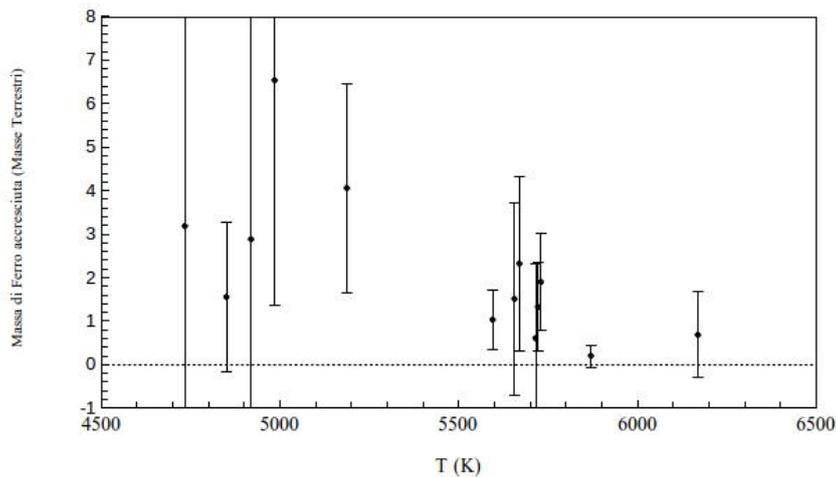


Figura 5.5: Massa di ferro accresciuta in funzione della temperatura della stella più metallica di ciascuna coppia.

Limitandoci solamente ai sistemi in cui entrambe le componenti possiedono una temperatura > 5400 K, da questa analisi emerge come solo in un caso (HD 209965) si possa escludere con elevata confidenza l'accrescimento di $1 M_{\oplus}$. Rilassando tale limite a $3 M_{\oplus}$, esso si può escludere con una confidenza di 1σ per 6 sistemi su 7. Per tutti i sistemi è invece escluso con una confidenza di 1σ che tale accrescimento possa essere di $\sim 6M_{\oplus}$, come ottenuto da Murray & Chaboyer (2002)[42] alla luce dei dati osservativi di un campione di stelle con pianeti. Considerando nel complesso tutti i sistemi binari analizzati (SARG e FEROS, escludendo i sistemi per i quali l'analisi non è accurata), in 39 sistemi su 39 si può escludere l'accrescimento di $6M_{\oplus}$ di ferro.

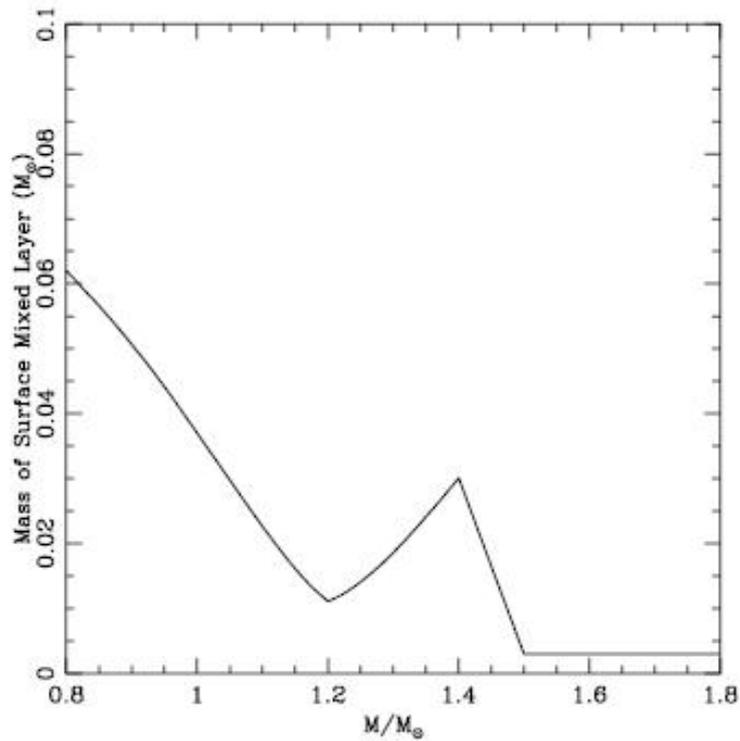


Figura 5.6: Estensione della regione di rimescolamento in funzione della massa della stella. (Murray et al. 2001[43])

Si può dunque concludere che il meccanismo di auto-arricchimento, per quanto non sia da escludere che sia in azione in ogni sistema planetario, raramente debba avere un impatto significativo sulla stella e pertanto non può costituire la motivazione principale alla base della relazione tra presenza di pianeti giganti e metallicità.

Conclusioni

In questo lavoro è stata completata l'analisi di abbondanze dei sistemi binari monitorati nel corso della survey SARG mirata alla ricerca di pianeti tramite la tecnica delle velocità radiali. Su un totale di 22 sistemi analizzati, 8 possiedono una velocità di rotazione equatoriale proiettata superiore a ~ 4 km/s, il che introduce nell'analisi una serie di problematiche tali da non poter confidare in maniera eccessiva sulla veridicità dei risultati ottenuti. Per le coppie non rotanti non sono state riscontrate differenze di abbondanza significative ad eccezione del sistema HD 121298. Questo sistema è stato analizzato nel dettaglio, dal momento che non evidenzia alcuna delle problematiche tipiche che condizionano l'affidabilità del metodo di analisi (come attività cromosferica o differenza di temperatura elevata tra le componenti). Dalle diverse verifiche a cui è stato sottoposto non emergono segnali di errori o incongruenze nei parametri derivati per questo sistema e inoltre sulla base dei dati astrometrici a disposizione si può escludere la presenza di eventuali compagni di natura stellare. La spiegazione più verosimile della differenza di abbondanza tra le componenti di questo sistema ($\Delta[Fe/H] = -0.104$) è nell'accrescimento selettivo, presumibilmente legato alla presenza di un sistema planetario attorno ad una delle componenti. Ulteriori accertamenti sono in corso. Questo sistema potrebbe rappresentare l'eccezione che conferma la regola, dal momento che considerando il campione globale di sistemi binari analizzato (osservazioni SARG e FEROS) in tutti i casi l'accrescimento di ferro inferito da questa analisi è inferiore a quello stimato a partire da dati osservativi per le stelle con pianeti. Pertanto ciò che emerge da questo studio è che l'auto-arricchimento non può essere il meccanismo prioritario alla base del legame tra presenza di pianeti giganti e metallicità della stella.

Bibliografia

- [1] A. Alonso, S. Arribas e C. Martinez-Roger. In: *A&A* 313 (1996), p. 873.
- [2] A. Alonso, S. Arribas e C. Martinez-Roger. In: *A&AS* 107 (1994), p. 365.
- [3] G.A. et al. Bakos. In: *ApJ* 656 (2007), p. 552.
- [4] M. Barbieri e R.G. Gratton. In: *A&A* 384 (2002), p. 879.
- [5] M. Bazot et al. In: *A&A* 440 (2005), p. 615.
- [6] M.S. Bessell. In: *PASP* 112 (2000), p. 961.
- [7] A.M. Boesgaard e M.J. Tripicco. In: *ApJ* 302 (1986), p. L49.
- [8] De Brujine e Ellers. In: *A&A* 549 (2002), p. 61.
- [9] C.J. et al. Burke. In: *ApJ* 671 (2007), p. 2115.
- [10] E. Carolo. In: *Tesi di Dottorato, Università di Padova* (2013).
- [11] R.M. Cutri, M.F. Skrutskie e S. et al. Van Dyk. «Explanatory Supplement to the 2MASS All Sky Data Release (www.ipac.caltech.edu/2mass)». In: (2003).
- [12] F. D'antona e I. Mazzitelli. In: *ApJS* 90 (1994), p. 467.
- [13] L. daSilva, L. Girardi e L. et al. Pasquini. In: *A&A* 458 (2006), p. 609.
- [14] S. et al. Desidera. In: *A&A* 462 (2007), p. 1039.
- [15] S. Desidera e M. Barbieri. In: *A&A* 462 (2007), p. 345.
- [16] S. Desidera, E. Carolo e R.G. et al. Gratton. In: *A&A* 533 (2011), A90.
- [17] S. Desidera, R.G. Gratton e M. et al. Endl. In: *A&A* 420 (2004), p. 683.
- [18] S. Desidera et al. In: *A&A* 454 (2006), p. 581.
- [19] A. Duquennoy e M. Mayor. In: *A&A* 248 (1991), p. 485.
- [20] A. Ecuillon et al. In: *A&A* 449 (2006), p. 809.
- [21] B. Edvardsson e J. et al. Andersen. In: *A&A* 275 (1993), p. 101.
- [22] C.R. Epstein, J.A. Johnson e S. et al. Dong. In: *ApJ* 709 (2010), p. 447.
- [23] ESA. «The Hipparcos and Tycho Catalogues». In: *SP-1200* (1997).
- [24] Holmberg et al. In: *A&A* 501 (2009), p. 941.
- [25] Smith et al. In: *ArXiv 1403.5325* (2014).
- [26] D.A. Fisher e J. Valenti. In: *ApJ* 622 (2005), p. 1102.
- [27] L. Girardi, G. Bertelli e A. et al. Bressan. In: *A&A* 391 (2002), p. 195.

- [28] G. Gonzalez. In: *MNRAS* 285 (1997), p. 403.
- [29] G. Gonzalez. In: *PASP* 118 (2006), p. 1494.
- [30] R.G. Gratton, G. Bonanno e P. et al. Bruno. In: *Exp. Astron.* 12 (2001), p. 107.
- [31] U. Heiter e R.E. Luck. In: *AJ* 126 (2003), p. 2015.
- [32] S. Ida e D.N.C. Lin. In: *Prog. Theor. Phys.* 158 (2005), p. 68.
- [33] R.L. Kurucz. In: *CD-ROM 13* (1995).
- [34] G. Laughlin e F.C. Adams. In: *ApJ* 491 (1997), p. L51.
- [35] C. Laws e G. Gonzalez. In: *ApJ* 553 (2001), p. 405.
- [36] C. Laws et al. In: *AJ* 125 (2003), p. 2664.
- [37] K. Lodders. In: *ApJ* 591 (2003), p. 1220.
- [38] M. et al. Mayor. In: *ArXiv e-prints* (2011).
- [39] M. Mayor e D. Queloz. In: *Nature* 378 (1995), p. 355.
- [40] J. Melendez et al. In: *ApJ* 704 (2009), p. L66.
- [41] J. Montalban e R. Rebolo. In: *A&A* 386 (2002), p. 1039.
- [42] N. Murray e B. Chaboyer. In: *ApJ* 566 (2002), p. 442.
- [43] N. Murray et al. In: *ApJ* 555 (2001), p. 801.
- [44] J.B. Pollack et al. In: *Icarus* 124 (1996), p. 62.
- [45] C.R. Proffitt e G. Michaud. In: *ApJ* 346 (1989), p. 976.
- [46] N.C. Santos, G. Israelian e M. Mayor. In: *A&A* 373 (2001), p. 1019.
- [47] S.G. Sousa et al. In: *A&A* 487 (2008), p. 373.
- [48] A. Sozzetti. In: *MNRAS* 354 (2004), p. 1194.
- [49] Y. Takeda. In: *Publ. Astron. Soc. Japan* 57 (2005), p. 83.
- [50] B.J. Taylor. In: *ApJS* 161 (2005), p. 444.
- [51] J.A. Valenti e D.A. Fischer. In: *ApJS* 159 (2005), p. 141.