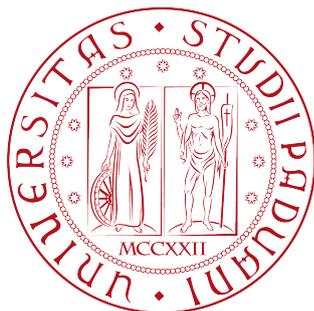


Università degli studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
“GALILEO GALILEI”



Tesi di Laurea in Astronomia

LA ROTAZIONE DELLE STELLE DI CAMPO E IN AMMASSI

Relatore:
Ch.mo Prof.
Sergio Ortolani

Presentata da:
Piero Trevisan
Matricola 1049622

Correlatore:
Dott. Andrea Bonfanti

Anno Accademico 2014-2015

Abstract *La dissipazione del momento angolare, sia nella formazione che nell'evoluzione della stella, dovuta in particolare al frenamento magnetico nelle stelle di piccola massa provoca il rallentamento della velocità di rotazione. Questo processo permette l'uso della girocronologia i.e. la misura dell'età a partire dalla rotazione della stella. Questa tecnica è applicabile sia a stelle di campo che in ammassi. Vengono infine confrontate le età ottenute dalla rotazione con altri metodi (attività cromosferica e isocrone). Dal confronto risulta come le età, per stelle di campo, ricavate con la girocronologia risultano molto minori rispetto a quelle derivate dalle isocrone.*

Indice

1	Effetti fisici della rotazione nelle stelle	7
1.1	Equilibrio meccanico per una stella in rotazione:	7
1.2	Rotazione differenziale	10
1.3	Perdita di momento angolare	10
1.3.1	Frenamento magnetico nelle stelle di piccola massa . .	10
1.3.2	Legge di Skumanich:	11
1.4	Formazione stellare con rotazione	12
1.4.1	Dalle nubi interstellari alla fase T Tauri	13
1.4.2	Dalla fase T Tauri alla <i>ZAMS</i>	13
1.4.3	Fine della fase <i>pre-MS</i> e <i>Early Main Sequence</i>	15
1.4.4	Main sequence (MS):	16
2	Età delle stelle dalla rotazione	19
2.1	Misurare la rotazione delle stelle	19
2.1.1	Misure spettroscopiche	20
2.1.2	Misure fotometriche	20
2.1.3	Interferometria	21
2.1.4	Asterosismologia	21
2.2	Età delle stelle	22
2.2.1	Isocrone	22
2.2.2	Età cromosferiche	23
2.2.3	Girocronologia	24
2.3	Ammassi aperti	26
2.4	Stelle di campo	28
3	Questioni aperte e conclusioni	31
3.1	Differenze fra i tre metodi	31
3.1.1	Confronti età per <i>wide binaries</i>	31
3.1.2	Limiti della girocronologia	34
3.2	Conclusioni: le età delle stelle di campo sono sottostimate? . .	36

Capitolo 1

Effetti fisici della rotazione nelle stelle

La quantità di momento angolare alla nascita di una stella ha un impatto decisivo sulla sua successiva evoluzione. In modelli recenti (e.g. Ekström 2012) si trova che la rotazione di una stella ha un ruolo centrale in moltissimi processi stellari come: l'attività magnetica prodotta dall'effetto dinamo, il vento stellare, le abbondanze chimiche alla superficie. Capire la natura e l'evoluzione della rotazione stellare ha dunque un'importanza notevolissima se si vogliono ottenere modelli attendibili.

1.1 Equilibrio meccanico per una stella in rotazione:

In questa sezione illustriamo brevemente gli effetti della rotazione sulla struttura meccanica della stella. In presenza di rotazione l'equazione dell'equilibrio idrostatico deve tener conto del potenziale centrifugo:

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \Phi + \frac{1}{2} \Omega^2 \nabla (r \sin \theta)^2 \quad (1.1)$$

dove l'ultimo termine rappresenta la forza centrifuga¹, Ω è la velocità angolare della stella e θ è la colatitudine (il complementare della latitudine). Il potenziale efficace:

$$\Psi = -\frac{GM_r}{r} - \frac{1}{2} \Omega^2 r^2 \sin^2 \theta \quad (1.2)$$

¹Se s'ipotizza che la densità centrale sia infinita (modello di Roche) si ha che $-\nabla \Phi = \mathbf{g} = -\frac{GM}{r^2} \hat{u}_r$. In tal caso l'espressione del potenziale gravitazionale non è modificata dalla rotazione.

permette di riscrivere (1.1) come:

$$\frac{1}{\rho} \nabla P = -\nabla \Psi = \mathbf{g}_{\text{eff}} \quad (1.3)$$

Considerando dunque una stella di massa M e raggio $R(\theta)$ la superficie della stella è definita dalla superficie equipotenziale $\Psi = \text{costante}$ (altrimenti si avrebbero “montagne e valli” sulla superficie della stella). Dato che la forza centrifuga è nulla al polo ($\theta = 0$) il potenziale al polo che è GM/R_p fissa il valore per tutta la superficie della stella:

$$\frac{GM}{R_p} = \frac{GM}{R(\theta)} + \frac{1}{2} \Omega^2 R^2 \sin^2 \theta \quad (1.4)$$

$$g_{\text{eff}} = \left[\left(-\frac{GM}{R^2(\theta)} + \Omega^2 R(\theta) \sin^2 \theta \right)^2 + \Omega^4 R^2(\theta) \sin^2 \theta \cos^2 \theta \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.5)$$

Velocità critica: Quando il modulo della forza centrifuga è pari al modulo dell’attrazione gravitazionale all’equatore ($\theta = \frac{\pi}{2}$) si può definire la velocità critica (o di rottura), *i.e.* il valore massimo della velocità angolare Ω_{crit} che rende g_{eff} nullo all’equatore. Da (1.5) e risulta:

$$\Omega_{\text{crit}}^2 = \frac{GM}{R_e^3} \quad (1.6)$$

Inserito questo valore in (1.4), al raggiungimento della velocità angolare critica si ottiene che $R_{\text{eq}} = 3/2 R_p$ (Maeder 2008). Considerato inoltre che $\Omega = v/r$ ciò porge la velocità critica lineare:

$$v_{\text{crit}} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{GM}{R_p}} \quad (1.7)$$

Questa espressione è stata ottenuta per un corpo rigido, ma le stelle non sono corpi rigidi e non ruotano come tali, ma sono soggette ad una rotazione differenziale (vedi sez. 1.2). L’espressione (1.7) risulta comunque valida (Maeder 2008) se si corregge di un fattore numerico dell’ordine dell’unità che tiene conto di questi aspetti.

Come già detto, se si raggiunge $\Omega = \Omega_{\text{crit}}$ si verifica $g_{\text{eff}} = 0$, il che implica l’instabilità meccanica della stella e la conseguente “rottura” della stessa².

²Alcuni autori (Tassoul, Ostriker 1970) sostengono che per una stella in rotazione differenziale ($\Omega \neq \text{cost}$) sia impossibile raggiungere la velocità critica a causa di un riag-

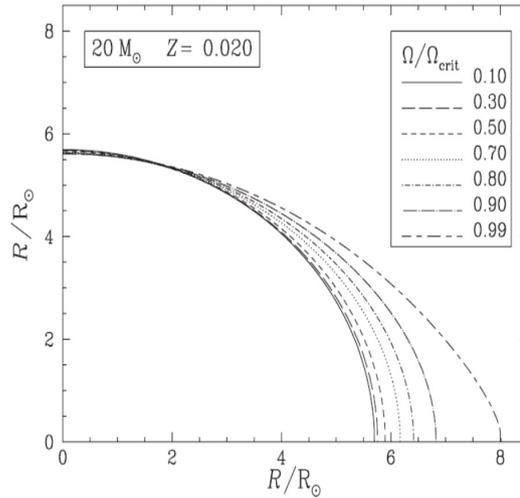


Figura 1.1: Effetto della rotazione sul raggio equatoriale (in ascissa) per una stella ZAMS di dato R_p (in ordinata) con $M=20 M_\odot$ e $Z=0.02$ (Meynet 2006).

L'esistenza di una velocità critica è importante perché offre delle condizioni al contorno nello sviluppo dei modelli, ma soprattutto perché impone di considerare fenomeni di perdita di momento angolare durante la formazione stellare per non violare questo limite. Questi processi sono analizzati nella sez. 1.4.

Ellissoide oblato: Si è notato precedentemente che al raggiungimento della velocità critica $R_{eq} = 3/2R_p$, ma anche senza giungere a questo valore, come mostrato in fig. 1.1, un effetto immediato della rotazione sulla struttura meccanica della stella è la formazione di un *bulge* all'equatore dovuto alla forza centrifuga. Infatti, considerando che $R = R(\theta)$, R è minimo ai poli ($\theta=0$) poiché la forza centrifuga è nulla, mentre all'equatore assume il valor massimo poiché la forza centrifuga si oppone alla forza di gravità riducendo la g_{eff} . Maggiore è la velocità di rotazione della stella, maggiore sarà la differenza tra $R(0)$ e $R(\frac{\pi}{2})$.

giustamento del momento angolare alla superficie. Modelli più recenti (Maeder, Meynet 2001), però, smentiscono questa ipotesi osservando che il trasporto di momento angolare è dominato dalla *meridional circulation* (in pratica dal trasporto del momento angolare dall'interno verso la superficie). I tempi scala di questo meccanismo sono maggiori del tempo scala per la redistribuzione della velocità superficiale. Un'altra prova è l'esistenza delle stelle B(e) (Ekström 2008) che ruotano con $\Omega/\Omega_{crit} \approx 1$.

1.2 Rotazione differenziale

Le stelle non ruotano come corpi rigidi, ma presentano una rotazione differenziale che si esprime, in generale, in funzione della latitudine ψ secondo la legge:

$$\Omega = \Omega_0 - \Delta\Omega \sin^2 \psi \quad (1.8)$$

Ω_0 è la velocità di rotazione all'equatore e $\Delta\Omega = \Omega_0 - \Omega_{polo}$; metodi per osservarla sono spiegati nella sezione 2.1. Nelle stelle la rotazione differenziale è causata dalla convezione. Questo movimento di grandi masse porta con sé una porzione del momento angolare della stella ridistribuendo la velocità angolare. Dato che la convezione dipende principalmente dal gradiente termico, ecco che anche la rotazione differenziale (in prima approssimazione) dipende dalle differenze di temperatura tra regioni adiacenti della stella.

1.3 Perdita di momento angolare

Il crollo delle velocità di rotazione (fig 1.4) nelle stelle della sequenza principale di tipo spettrale avanzato fu interpretato da Schatzman (1962) come il risultato dell'interazione tra il campo magnetico prodotto dall'inviluppo convettivo e il vento stellare carico elettricamente. Questo provoca degli effetti evolutivi che vengono trattati nella sezione 1.4. In generale, anche il disco di accrescimento o la presenza di una stella compagna esercitano un momento torcente $\mathfrak{S} = dJ/dt$ in grado di modificare il momento angolare della stella.

1.3.1 Frenamento magnetico nelle stelle di piccola massa

La rotazione di una stella sommata alla presenza di un campo magnetico e al vento stellare provoca la perdita di momento angolare e il successivo rallentamento della stella stessa. Viene trattato ora, in particolare, la presenza di un vento stellare carico elettricamente. Questa massa ionizzata persa dalla stella continua ad interagire con il campo magnetico fino alla distanza (raggio di Alfvén) dove la tensione magnetica è in grado di compensare la forza di Coriolis (Tassoul 2010) *i.e.*:

$$r_A \simeq \frac{B^2}{16\pi\Omega v\rho} \quad (1.9)$$

dove B è l'intensità del campo magnetico, Ω è la velocità angolare, v la velocità del vento e ρ la sua densità. Come mostrato da Weber & Davis

(1967), la perdita di momento angolare si può esprimere come:

$$\frac{dJ}{dt} = \frac{2}{3} \frac{dM}{dt} R^2 \Omega \left(\frac{r_A}{R} \right)^n \quad (1.10)$$

Dove r_A è il raggio di Alfvén (per il Sole $r_A=30 R_\odot$) e l'esponente n cambia in base alla geometria del campo magnetico; per un campo magnetico radiale $n=2$, invece per un dipolo magnetico $n=1$ (Kawaler 1988). Il rapporto r_A/R dipende dall'intensità del campo magnetico B_0 alla superficie della stella e alla velocità del vento stellare secondo la relazione:

$$\frac{r_A}{R} = \frac{B_0^{4/3} R}{\dot{M}^{1/2} v_{\text{wind}}^{1/2}} \quad (1.11)$$

Assumendo ora che B_0 dipenda da Ω secondo una legge di potenza del tipo:

$$B_0 \propto R^{-2} \Omega^a \quad (1.12)$$

e che v_{wind} sia un multiplo della velocità di fuga dalla sfera di raggio r_A :

$$v_{\text{wind}} \propto M^{1/2} r_A^{-1/2} \quad (1.13)$$

Si può riscrivere 1.10 come:

$$\frac{dJ}{dt} = K_W \Omega^{1+\frac{4an}{3}} R^{2-n} \dot{M}^{1-\frac{2n}{3}} M^{-\frac{n}{3}} \quad (1.14)$$

dove K_W è una costante di scala.

1.3.2 Legge di Skumanich:

Applichiamo la relazione (1.14) al caso di una stella nella sequenza principale per la quale il raggio R e il momento d'inerzia I non cambiano rapidamente. Dato che il momento angolare vale:

$$J = I\Omega = I \frac{v}{R} \quad (1.15)$$

(dove v è la velocità di rotazione all'equatore) avremo nelle condizioni sopraindicate che solamente v dipende dal tempo. Assumendo per una stella di sequenza principale di composizione chimica standard è lecito assumere $I \propto M^{2.25}$ (fig (1.2)). Dunque, per una stella di dati R ed I , assumendo che \dot{M} sia costante, si ottiene:

$$\frac{dv}{dt} \propto \Omega^{1+4an/3} \quad (1.16)$$

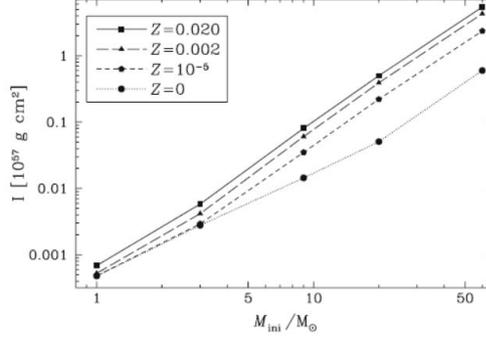


Figura 1.2: Momento di inerzia delle stelle (ZAMS) in funzione della massa per diverse metallicità (Ekström 2008).

e integrando si ottiene la relazione

$$v \propto t^{-3/(4an)} \quad (1.17)$$

che per $n=1.5$ e $a=1$ (cioè un campo magnetico intermedio tra il caso radiale e quello di dipolo³ e lineare con Ω) porge la legge di Skumanich:

$$v \propto t^{-0.5} \quad (1.18)$$

Questa relazione fu trovata osservativamente da Skumanich nel 1972 confrontando la velocità di rotazione media di stelle di tipo solare in due giovani ammassi aperti (Pleiadi e Iadi) con quella del Sole. Questa legge verrà usata nella sez. 2.2.3 per giustificare la cosiddetta girocronologia, *i.e.* la misura dell'età di una stella a partire dalla sua velocità di rotazione. Per stelle simili al Sole il valore $n=1.5$ è compatibile con quello osservato (Maeder 2009). Le assunzioni in grado di garantire la validità della legge di Skumanich non sono soddisfatte per stelle evolute o massicce.

1.4 Formazione stellare con rotazione

Osservando la quantità di momento angolare che possiede una nube molecolare rispetto a quella di una stella nella *main sequence* (vedi tabella 1.1), risulta immediatamente chiaro che se il momento angolare J della nube si fosse conservato durante il collasso gravitazionale la rotazione della proto-stella avrebbe dovuto raggiungere e addirittura superare la velocità critica (vedi eq. (1.7)). In tal caso, con il procedere del collasso, il tasso di rotazione sarebbe cresciuto fino al punto che la protostella si sarebbe distrutta e nessuna

³Questo valore è compatibile con le osservazioni per stelle di tipo solare (Maeder 2008).

stella sarebbe potuta nascere. Come s'illustrerà nei paragrafi (1.4.1, 1.4.2), per giustificare l'esistenza di una stella, si deve ricorrere a processi fisici che abbiano potuto frenare la rotazione e dissipare il momento angolare.

Tabella 1.1: Momento angolare specifico j per varie fasi evolutive. (Dati da Mathieu 2004).

Oggetto	j ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$)
Dense molecular cores	10^{21-22}
Wide binaries	10^{19-20}
Pre-MS stars (T Tauri)	10^{16-17}
Sun	10^{15}

1.4.1 Dalle nubi interstellari alla fase T Tauri

Osservazioni radio in diverse regioni dense di nubi interstellari mostrano velocità di rotazione differenti. Ciò implica che il momento angolare totale della nube j_{int} è diverso da zero. Le stime di Mathieu et al. (2004) mostrano che il valore di j_{int} è di circa 5 ordini di grandezza maggiore rispetto al valore misurato⁴ in una stella T Tauri ${}^5j_{\text{Tau}}$, come mostrato in Tabella 1.1 Il meccanismo invocato per spiegare la perdita di momento angolare in questa fase (Maeder 2008) è la formazione di sistemi binari con la conseguente interazione mareale tra le protostelle. Quest'ultima trasferisce il momento angolare da un moto assiale ad un moto orbitale. Inoltre, l'interazione magnetica tra l'oggetto in contrazione e il suo disco di accrescimento può rimuovere momento angolare dal sistema.

1.4.2 Dalla fase T Tauri alla ZAMS

Le stelle T-Tauri presentano dei *starspots* (cioè le macchie stellari) che modulano il flusso ricevuto. Ciò permette un'accurata misura del periodo di rotazione (le tecniche fotometriche sono illustrate nella sezione 2.1.2). Le

⁴Una stima dell'ordine di grandezza di j per le nubi interstellari si ottiene in questo modo: il gradiente tipico di velocità ∇v in una nube densa è di circa $1 \text{ km s}^{-1} \text{ pc}^{-1}$. Dunque $j = \nabla v d^2$ dove d è la dimensione della nube.

⁵Per le stelle T Tauri j_{Tauri} è semplicemente ricavabile misurando il periodo di rotazione P e il raggio R . Infatti $j_{\text{Tauri}} = k^2 R^2 (2\pi/P)$ dove k tiene conto del modello di distribuzione di densità. Per un politropo di indice $n=1.5$ si ottiene $k^2 = 0.20$ e dunque per una stella T Tauri di circa $R \approx 2 R_{\odot}$ e un periodo di rotazione di circa 10 giorni s'ottiene il valore riportato in tabella 1.1.

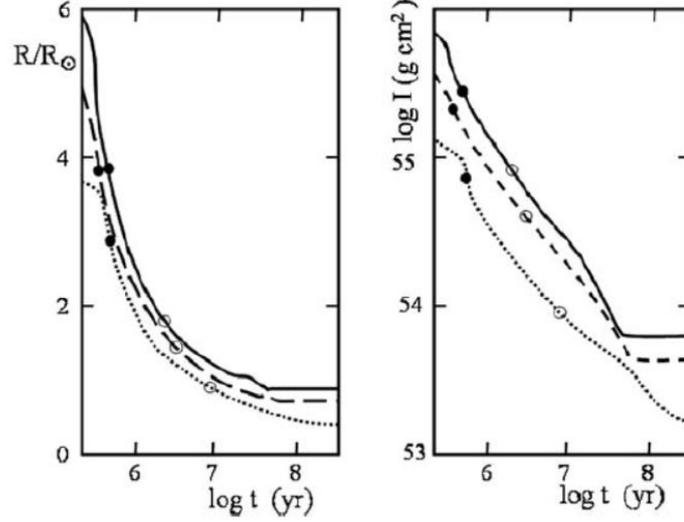


Figura 1.3: Evoluzione del raggio stellare nel grafico a sinistra e del logaritmo del momento d'inerzia nel grafico a destra per una stella di $1 M_{\odot}$ (linea continua), $0.8 M_{\odot}$ (linea tratteggiata) e $0.5 M_{\odot}$ (linea a puntini). I puntini neri indicano quando le stelle lasciano la *birthline* con $\dot{M}_{accr} = 10^{-5} M_{\odot}$. I puntini vuoti indicano la formazione di un *core* radiativo (Maeder 2008).

misure condotte da Queloz et al. 1998 per le Pleiadi mostrano che metà delle stelle con massa compresa tra $0.6 M_{\odot}$ e $1.0 M_{\odot}$ hanno velocità di rotazione minori di 10 km s^{-1} . Se le stelle T Tauri avessero conservato il loro momento angolare durante la loro evoluzione pre-MS dovrebbero invece ruotare a circa 200 km s^{-1} , a causa della progressiva diminuzione del momento d'inerzia durante la contrazione (fig 1.3). Ciò, come appena detto, non è osservato. Inoltre, il risultato è ancora più sorprendente se si considera il fatto che le stelle in questa fase possiedono un disco di accrescimento che fornisce materiale alla stella per milioni di anni. Infatti, come mostrato da Hartman & Stauffer (1989), una stella che aumenta di massa con un tasso \dot{M} grazie al suo disco di accrescimento guadagna una quantità di momento angolare pari a:

$$\frac{dJ}{dt} = \dot{M} R^2 \Omega \quad (1.19)$$

La sua velocità di rotazione all'equatore dovrebbe raggiungere alla fine della fase di accrescimento un valore:

$$v_e \simeq \frac{R^2 \int \dot{M} dt}{I} \cdot v_{crit} \quad (1.20)$$

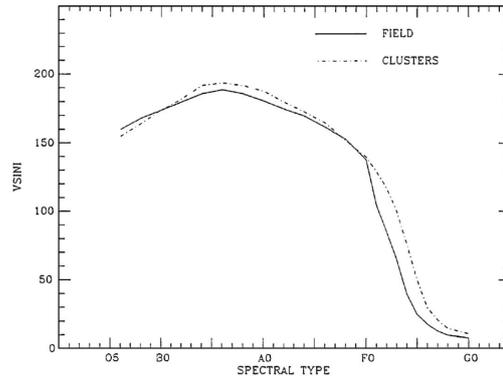


Figura 1.4: Velocità equatoriali (proiettate) in funzione della classe spettrale. Da notare il crollo vicino alle stelle di classe F2 (dati da Tassoul 2010).

Se si prende un tasso di accrescimento $\dot{M} \simeq 10^{-8} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, le stelle appena nate dovrebbero avere una velocità maggiore della metà di quella critica. Il meccanismo invocato (ma non ancora compreso interamente e messo in discussione da molti autori) per spiegare la perdita di momento angolare è l'interazione magnetica tra la stella T Tauri e il disco di accrescimento, durante la fase di contrazione prima della *Main Sequence*, in un processo chiamato *Disk Locking*. I modelli indicano che un campo magnetico di circa 10^3 G può assicurare l'accoppiamento tra la stella e il suo disco (Maeder 2008). Nei modelli, dunque, si assume che la velocità di rotazione v_{rot} della stella rimanga circa costante durante un temposcala fissato dalla durata di esistenza del disco⁶. Dunque, nonostante la contrazione e l'accrescimento, la velocità di rotazione non aumenta e dunque il momento angolare non è conservato.

1.4.3 Fine della fase *pre-MS* e *Early Main Sequence*

Un altro aspetto che le osservazioni impongono di spiegare è il crollo delle velocità di rotazione vicino al tipo spettrale F2 come mostrato in fig. 1.4. Come si nota le velocità proiettate diminuiscono improvvisamente da un valore di circa 150 km s^{-1} a un valore di poche decine di km s^{-1} per le classi spettrali avanzate⁷. Per queste stelle il meccanismo di frenamento

⁶Questa quantità è presa di solito come un parametro aggiustabile con le osservazioni.

⁷Ad esempio, consideriamo 3 ammassi aperti quali α Persei ($\sim 5.2 \times 10^7$ anni), Pleiadi ($\sim 1.1 \times 10^8$ anni) e le Iadi ($\sim 6 \times 10^8$ anni). La frazione di stelle con $v \sin i \geq 50 \text{ km s}^{-1}$ è del 50 % in α Persei, mentre è solo del 15 % nelle Pleiadi e lo 0 % nelle Iadi (Maeder 2008).

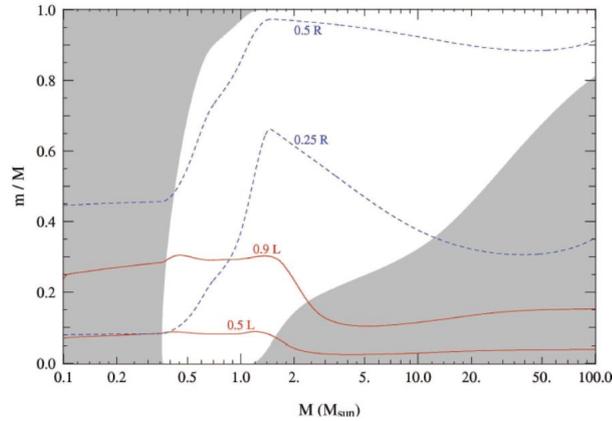


Figura 1.5: Le aree grigie indicano le zone convettive, si nota che stelle con $M \leq 1.4 M_{\odot}$ presentano un involucro con convezione (Kippenhahn, Weigert, Weiss 2012).

invocato è l'interazione magnetica tra la stella e il suo vento. Infatti, per stelle con $M \leq 1.4 M_{\odot}$, la presenza di un involucro convettivo (l'estensione di quest'ultimo è mostrata in fig. 1.5) permette all'effetto dinamo stellare di operare e creare un campo magnetico. L'interazione magnetica obbliga il vento a co-ruotare con la stella anche a grande distanza. Sebbene nella MS la perdita di massa sia molto piccola, questo processo rimuove una considerevole quantità di momento angolare sia alla fine della fase pre-MS che durante la permanenza nella MS (i dettagli fisici sono illustrati nella sez. 1.3).

1.4.4 Main sequence (MS):

I valori medi di velocità e periodo di rotazione per ogni classe spettrale per stelle nella MS sono in tabella 1.2. Notiamo subito che il motivo del picco per le stelle B5 si deve ad un “effetto raggio” infatti:

$$v = \Omega R = 2\pi R / P_{rot} \quad (1.21)$$

Stelle come le sopracitate B5 hanno periodi brevi uniti ad un raggio notevole che produce un'innalzamento dei valori misurati di velocità. Il crollo delle velocità si ha per stelle F2 (vedi fig.1.4), aventi massa $\sim 1.2 M_{\odot}$, a partire da quando le stelle hanno un profondo involucro convettivo. Questo crollo, in prima approssimazione, va interpretato come il fatto che tutte le stelle sono nate con alte velocità di rotazione ma in quelle che hanno formato un involucro convettivo (stelle di piccola massa) si è sviluppato un campo magnetico in grado di frenare la rotazione della stella. Dunque, durante la

Tabella 1.2: Valori medi per stelle nella sequenza principale di massa, raggio, velocità di rotazione (sia angolare che lineare) e periodo di rotazione (dati raccolti da Tassoul 2000)

Classe spettrale	M (M_{\odot})	R (R_{\odot})	v (km s^{-1})	Ω (10^{-5} s^{-1})	P_{rot} (giorni)
O5	39.5	17.2	190	1.5	4.85
B0	17.0	7.6	200	3.8	1.91
B5	7.0	4.0	210	7.6	0.96
A0	3.6	2.6	190	10.0	0.73
A5	2.2	1.7	160	13.0	0.56
F0	1.75	1.3	95	10.0	0.73
F5	1.4	1.2	25	3.0	2.42
G0	1.05	1.04	12	1.6	4.55

MS, per stelle di massa simile al sole ($M \leq 1.4 M_{\odot}$) vale una legge “alla Skumanich” (eq. (1.18)) e si può determinare l’età misurando semplicemente la rotazione.

Le stelle con masse maggiori di $1.4 M_{\odot}$ presentano caratteristiche più complesse: sia nella pre-MS che nella MS presentano una distribuzione di velocità più dispersa che rende difficile trovare leggi temporali precise, ma soprattutto valide per un largo campione di stelle. Ad esempio, le cosiddette *B(e) stars* hanno velocità uguali sia durante la pre-MS che nella MS. Ciò suggerisce che non perdono momento angolare prima di giungere alla ZAMS (Ekström 2008).

Tabella 1.3: Riassunto degli osservabili sulla rotazione stellare e valori misurati per il Sole.

Quantità	Simbolo	Unità di misura	Valori Sole
Velocità equatoriale proiettata	$v_e \sin i$	km s ⁻¹	1.9
Periodo di rotazione	P_{rot}	giorni	26
Velocità angolare	$\Omega_{*, eq}$	s ⁻¹	2.8×10^{-6}
Velocità critica	v_{crit}	km s ⁻¹	360
Momento d'inerzia	I	g cm ²	6.4×10^{53}
Momento angolare	J	g cm ² s ⁻¹	1.8×10^{48}
Momento angolare specifico	$j = J/M$	cm s ⁻¹	9×10^{14}

Capitolo 2

Età delle stelle dalla rotazione

Per sviluppare il metodo della girocronologia innanzitutto è necessario avere informazione sulla rotazione di una stella.

2.1 Misurare la rotazione delle stelle

La prima stella di cui sono stati misurati il periodo e la velocità di rotazione è il Sole tramite le macchie solari¹. Nel 1630 Scheiner notò come le macchie all'equatore ruotassero più velocemente rispetto a quelle a latitudini più elevate. Due secoli più tardi Carrington e Spörer in maniera indipendente da Faye proposero la stessa legge di rotazione differenziale in funzione della latitudine solare ψ secondo una equazione del tipo (1.8):

$$\Omega = 14^\circ - 3^\circ 10' \sin^2 \psi \text{ deg/day} \quad (2.1)$$

Con la nascita della spettroscopia, Dunér e Halme confermarono la legge sulla velocità di rotazione del Sole grazie a misure di effetto Doppler.

I due metodi appena accennati per trovare la rotazione del Sole sono gli stessi che sono usati (sebbene presentino maggiori difficoltà) per valutare la rotazione delle altre stelle.

¹La prima osservazione si deve a David Fabricius nel 1611; alla fine dello stesso anno Galileo compì le sue osservazioni sulle macchie solari e nacque a Roma una diatriba con l'astronomo tedesco Scheiner sulla natura di esse. L'astronomo pisano sosteneva che appartenessero al Sole, mentre Scheiner ribatteva che fossero piccoli pianeti che ruotavano attorno ad un Sole fermo e immacolato. In seguito, lo stesso Scheiner cambiò idea e anzi contribuì allo studio della rotazione del Sole.

2.1.1 Misure spettroscopiche

Sembra che il primo a considerare l'effetto della rotazione nello spettro di una stella sia stato Abney nel 1877. Egli propose correttamente che per effetto Doppler la riga nello spettro di una stella con velocità di rotazione all'equatore v_e dovesse subire un allargamento:

$$\Delta\lambda = (\lambda/c)v_{eq} \sin i \quad (2.2)$$

dove i è l'angolo tra la linea di vista e l'asse di rotazione.

È chiaro che per una stella con l'asse di rotazione parallelo alla linea di vista ($i = 0$) risulterà $\Delta\lambda = 0$. Dunque per queste stelle non possiamo avere alcuna informazione sulla velocità di rotazione per via spettroscopica. Invece per stelle che presentano l'asse di rotazione perpendicolare alla linea di vista ($i = \pi/2$) è possibile ottenere il valore esatto v_{eq} .

2.1.2 Misure fotometriche

Come è stato visto nell'introduzione di questo capitolo, l'analisi fotometrica è il metodo più antico per misurare la rotazione di una stella. Se la stella presenta alla superficie dei *starspot*² (le cosiddette macchie solari per il Sole), monitorando nel tempo la visibilità delle macchie, è possibile ricavare il periodo di rotazione P_{rot} . Se è possibile risolvere la superficie della stella, è possibile ricavare il periodo "alla Galileo", semplicemente usando le macchie come traccianti. Invece, nella maggioranza dei casi, sfortunatamente non siamo in grado di risolvere la stella. In ogni caso, le macchie modulano il flusso della stella in modo periodico. Dunque, ricavando la curva fotometrica in funzione del tempo, è possibile misurare le variazioni periodiche del segnale luminoso e stimare P_{rot} .

Questa tecnica comporta numerosi vantaggi rispetto alle misure spettroscopiche, tra cui il fatto che questo metodo è indipendente da fattori geometrici. Mentre per via spettroscopica si può ricavare solamente $v \sin i$, la fotometria ci dà un semplice e potente metodo per ricavare la velocità di rotazione. Conoscendo P_{rot} si ricava $\Omega = 2\pi/P_{rot}$ senza nessuna incertezza sulla rotazione dovuta a i . Il problema di questa tecnica è che richiede un'intensa attività di monitoraggio della sorgente per tempi lunghi (almeno per un tempo maggiore di qualche volta P_{rot}). Inoltre, bisogna applicare delle tecniche abbastanza complesse per processare il segnale luminoso e ricavare

²Queste "macchie" sono aree magneticamente attive sulla superficie della stella; l'attività magnetica impedisce alle regioni più calde dell'involucro convettivo di risalire alla superficie. Per questo motivo si creano zone più fredde sulla superficie e dunque molto più scure.

la componente periodica della curva di luce che è esattamente equivalente al periodo di rotazione. Potrebbero anche esserci altri fattori periodici che modulano il segnale: esopianeti, fattori terrestri o altro ancora. Questi problemi sono stati completamente superati grazie ai telescopi spaziali CoRoT³ e Kepler⁴. Entrambi, essendo progettati per la ricerca di pianeti extrasolari, hanno a disposizione strumentazioni adatte per acquisire flussi continui di luce con altissima precisione per un tempo molto elevato (da mesi fino a periodi lunghi anni). Sono state dunque determinate curve di luce su un range temporale molto lungo e per un catalogo vastissimo di stelle. Ciò ha permesso di studiare molti più campioni, avere meno incertezza su P_{rot} , inoltre di riconoscere e rintracciare gli *starspot* a diverse latitudini e dunque ottenere misure della rotazione differenziale della stella (Mosser 2009).

2.1.3 Interferometria

Per stelle relativamente vicine si può risolvere il disco stellare spazialmente grazie all'interferometria. In tal caso, ricordiamo dalla sezione 1 che la rotazione ha effetti sulla forma della stella. Infatti, in presenza di rotazione, la stella assume la forma di un ellissoide oblato (vedi fig 1.1). Per un modello di Roche (ρ centrale infinita) si può ricavare il raggio in funzione di $\Theta = 90 - \psi$ (colatitudine) e del rapporto tra la velocità di rotazione e quella critica $\omega = \Omega/\Omega_{crit}$ (dove Ω_{crit} è la stessa di 1.6 secondo la formula (Bouvier 2013):

$$R(\omega, \theta) = \frac{3R_p}{\omega \sin \theta} \cos \left(\frac{\pi + \cos^{-1} \omega \sin \theta}{3} \right) \quad (2.3)$$

Misurando dunque R_p e $R(\omega, \theta)$ tramite interferometria si possono avere informazioni su ω , da confrontarsi con il valore teorico.

2.1.4 Asterosismologia

Tecniche recenti in grado di misurare i vari modi di oscillazione (n, l, m) all'interno della stella sono in grado di darci informazioni sulla velocità di rotazione alla superficie e all'interno della stella. Infatti, al primo ordine, le frequenze di oscillazione n (radiali), l e m (azimutali) di una stella in rotazione sono in relazione agli stessi di una stella non rotante mediante la

³CoRoT (in francese Convection, Rotation et Transits planétaires) è una missione dell'agenzia spaziale francese (CNES) in cooperazione con Agenzia Spaziale Europea, Austria, Belgio, Germania, Spagna e Brasile.

⁴Missione della NASA progettata per la ricerca di pianeti extrasolari lanciata nel 2009.

relazione (Goupil et al. 2004):

$$\nu_{n,l,m} = \nu_{n,l} - m\nu_s \quad (2.4)$$

dove $\nu_s = \nu_{rot} = \Omega/2\pi$ e m è compreso tra $[-l, +l]$. In realtà, oltre a permettere di conoscere Ω (e dunque P_{rot}), l'astrosismologia fornisce strumenti in grado di ricostruire il profilo radiale $\Omega(r)$ ⁵, dando basi osservative a fenomeni complessi come la *meridional circulation* che permetterebbe di capire meglio il trasporto di momento angolare all'interno della stella.

Pro e contro dei vari metodi: In tabella 2.1 sono riassunti gli osservabili sulla rotazione e i vari metodi per misurarli. Nel migliore dei casi si hanno informazioni grazie a tutti e quattro i metodi, ma non sempre è così. La fotometria presenta errori minori nelle misure (grazie ai telescopi di ultima generazione) a costo di lunghi periodi di osservazione. Il problema insormontabile è che si può applicare solamente a quelle stelle che presentano un'attività magnetica superficiale che va a modulare il flusso. La spettroscopia è applicabile a tutte le stelle con il solo limite della risoluzione spettrale. Il problema maggiore è dato dal fatto che si misura la velocità proiettata lungo la linea di vista, ossia $v \sin i$. Se non si hanno altre misure (ad esempio fotometriche) l'incertezza su i costituisce una grande fonte di imprecisione sui dati. Inoltre, l'allargamento Doppler delle righe è dovuto anche ad altre cause (turbolenza atmosferica locale, allargamento Doppler termico, Damping o altro). L'interferometria e la astrosismologia sono applicabili con grande precisione solo per stelle brillanti e preferibilmente vicine. Dunque, questi metodi forniscono misure molto precise sulla rotazione ma solo per un campione limitato e non adatto perciò a fare statistiche sulle età.

2.2 Età delle stelle

L'età assieme alla massa riveste una grande importanza nella caratterizzazione di una stella (Barnes 2003). Conoscere precisamente l'età permette lo studio dell'evoluzione temporale di moltissimi fenomeni astronomici.

2.2.1 Isocrone

Il metodo più semplice per determinare l'età delle stelle in un ammasso è quello delle isocrone. Un' isocrona è il luogo dei punti di eguale età nel

⁵Fenomeni come il disaccoppiamento rotazionale tra il core e l'involuppo della stella non sono trattati in questo elaborato.

Tabella 2.1: Sommario dei vari metodi per studiare la rotazione stellare (si ringrazia Bouvier 2013).

Tecnica	Spettroscopia	Fotometria	Interferometria	Asterosismologia
Quantità	$v \sin i, dv/d\theta$	$P_{rot}, dP/d\theta$	$v_{eq}, dv/d\theta$	$P_{rot}, \Omega(r)$
Accuratezza	$\sim 10\%$	$\sim 0.1-10\%$	$\sim 10-30\%$?
Campioni	Tutte le stelle	Stelle con <i>starspot</i>	Stelle brillanti vicine	Stelle brillanti
Limitazioni	Risoluzione spettrale	Durata osservazioni	Rotatori rapidi	Durata osservazioni
Strumenti (e.g)	ESO/HARPS, VLT/Flames	CoRot, Kepler	ESO/VLTI	CoRot, Kepler

diagramma HR (o l'analogo osservativo colore-magnitudine). Essendo coeve, le stelle di un ammasso tendono a disporsi lungo una certa isocrona, seppur con una certa dispersione dovuta a effetti evolutivi e di metallicità. Perciò una volta rappresentate le stelle sul diagramma H-R, è possibile stimare l'età dell'ammasso. Se quest'ultimo è giovane, le stelle massicce popoleranno ancora la parte in alto a sinistra, invece ammassi più antichi saranno più popolati nella regione delle giganti. In particolare, bisogna studiare il punto di *turn-off* (*i.e.* il punto in cui una stella abbandona la sequenza principale dopo aver smesso di bruciare idrogeno nel *core*).

Limiti delle isocrone: Per usare correttamente le isocrone bisogna basarsi su griglie evolutive di modelli con la stessa metallicità dell'ammasso osservato. Questo metodo funziona molto bene per le stelle negli ammassi (aperti e globulari) ma presenta molte difficoltà per le singole stelle di campo soprattutto perché richiede la conoscenza della distanza della stella. Come ben si sa questa importante quantità è difficile da ottenere ed è affetta da errori non trascurabili⁶. Le difficoltà aumentano se si vogliono studiare stelle di piccola massa vicine alla ZAMS poiché le isocrone di diverse età sono molto vicine l'una all'altra rendendo difficile la stima dell'età.

2.2.2 Età cromosferiche

Storicamente un popolare indicatore d'età per stelle di campo (e non solo) di piccola massa è l'indice R'_{HK} (Mamajek 2008). Quest'ultimo misura le emissioni cromosferiche al centro delle righe in assorbimento H & K del CaII.

⁶Dopo la missione Hipparcos si conosce la distanza di solamente 20.000 stelle con una precisione migliore del 10 %. L'attuale missione Gaia sperabilmente aumenterà di molto questo valore.

Quest'attività cromosferica è generata dalla dinamo stellare, la cui intensità sembrerebbe correlata con la velocità di rotazione (Montesinos et al. 2001). Dalle osservazioni è chiaro che sia le emissioni cromosferiche che la rotazione diminuiscono con l'età. La spiegazione fisica più accettata è la stessa illustrata nella sezione 1.3.

Problemi: Le misure dell'attività cromosferica sono basate su misure spettroscopiche (sull'intensità delle righe del CaII ad esempio). Già Kraft (1967) notò che l'intensità in emissione del CaII era più elevata (in media) nelle stelle giovani rispetto alle stelle più anziane (Mamajek 2008). Il problema maggiore nasce dalla naturale variabilità delle emissioni cromosferiche nel tempo. Ad esempio è noto che il Sole presenta un'attività di circa 11 anni. Per ottenere misure precise dell'età con misure dell'attività cromosferica sono necessarie misure ripetute per un tempo scala sufficiente da assicurare che l'emissione cromosferica media sia quella rappresentativa della stella ad una determinata età.

2.2.3 Girocronologia

Presentiamo il metodo della girocronologia come proposto da Barnes 2003 e sviluppato dallo stesso nel 2007. Lo scopo della girocronologia è quello di ricavare le età delle *solar- and late-type main sequence stars* misurando la velocità di rotazione e il loro indice di colore (e.g. $B - V$). Per stelle più massicce esistono altri metodi non trattati in questo elaborato. Questo metodo ha guadagnato crescente popolarità negli ultimi anni soprattutto grazie alla notevole quantità di dati disponibili sugli ammassi aperti. Questi dati suggeriscono come le stelle, dopo circa qualche decina di milioni di anni dalla formazione, occupino una sequenza ben definita nel diagramma colore- P_{rot} . Confrontando queste sequenze per vari ammassi di diverse età, risulta evidente come l'altezza di queste sequenze (*i.e.* i periodi di rotazione a diversi indici di colore) cresca con l'età dell'ammasso

(vedi fig.). Questa proprietà è stata per prima riconosciuta da Skumanich (1972), motivata teoricamente da molti autori (e.g. Kawaler 1988) ed elaborata con più precisione appunto da Barnes (2003,2009). La giustificazione accettata è il processo di perdita di momento angolare (Schatzman 1962) sviluppato nella sez. 1.3. Nelle stelle di piccola massa questo processo fa sì che il periodo di rotazione scali come la radice dell'età.

Come già accennato nella sezione 1.3 e 2.2.2 la rotazione delle stelle di piccola massa rallenta con il passare dell'età. Accettato che esistono metodi precisi per determinare la rotazione (sezione 2.1) di una stella, facendo uso di essi l'età sarà affetta da errori formalmente piccoli. Un buon indicatore

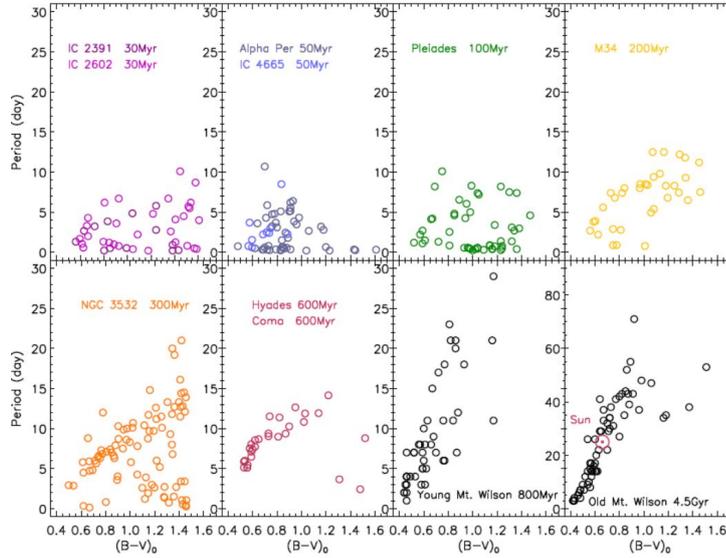


Figura 2.1: Diagrammi colore-periodo per una serie di ammassi aperti e per il campione di stelle *Mt. Wilson*. Al crescere dell'età dell'ammasso si vede come le stelle si posizionino più in alto nel diagramma. Tratto da Barnes 2003.

d'età deve essere un osservabile, e.g. la velocità di rotazione, che, in prima approssimazione, sia funzione di poche variabili $v = v(x, y)$ e preferibilmente nella forma $v = g(x) \times f(y)$ (*). Sia ora x l'età t e y la massa M della stella. Conoscendo una relazione (anche empirica) di $f(M)$ invertendo la (*) si trova $t = t(v)$. Se la relazione tra v e t è monotona, tanto meglio, così non ci sono problemi nell'invertire la funzione. La fortuna della girocronologia è proprio quella di soddisfare questi criteri (e molti altri come vedremo in seguito).

L'assunzione di base è che il periodo di rotazione P_{rot} (legato alla velocità di rotazione dall'equazione (1.21)), per una stella nella sequenza principale, è funzione dell'età t e della massa M . Per cui, in generale, $P_{rot} = P_{rot}(t, M)$. In un'ottica puramente osservativa consideriamo un sostituto della massa come il colore $(B - V)$. Barnes ha dimostrato che la relazione si presenta nella forma $P_{rot}(t, B - V) = g(t) \times f(B - V)$. Sapendo ora che per la $g(t)$ si può prendere la legge di Skumanich (1.18), risulta $g(t) \propto \sqrt{t}$ ⁷. Si può allora dedurre la dipendenza $f(B - V)$. Calibrata questa relazione grazie ad ammassi di età nota, tale relazione si potrà applicare alle stelle di massa uguale o minore del Sole (in MS e post-MS) sia di campo che in ammassi.

⁷Dato che $v \propto 1/\sqrt{t}$ e $P \propto 1/v$

Tabella 2.2: Principali fonti per i periodi di rotazione di stelle in ammassi aperti.

Ammasso	Età (Myr)	Fonte periodo di rotazione
IC 2391	30	Patten & Simon (1996)
IC 2602	30	Barnes et al. (1999)
IC 4665	50	Allain et al. (1996)
Alpha Per	50	Prosser & Granklin (1997)
Pleiadi	100	Van Leeuwen, Alphenaar & Meys (1987)
NGC 2516	150	Barnes & Sofia (1998)
M 34	200	Barnes (2003a)
NGC 3532	300	Barnes (1998)
Hyades	600	Radick et al. (1987)
Coma	600	Radick, Stiff & Lockwood (1990)

2.3 Ammassi aperti

Il calcolo dell'età di un ammasso aperto è più semplice di quello di una singola stella, poiché si possono confrontare risultati di diverse stelle con la medesima età. Essa può essere calcolata tramite l'osservazione della luminosità delle stelle più massicce dell'ammasso stesso che ancora si trovano sulla sequenza principale. Infatti, le stelle di grande massa consumano più velocemente la loro riserva di idrogeno e dunque tendono ad evolvere molto rapidamente. Quindi un ammasso che contiene molte stelle blu luminose è giovane (età dell'ordine di pochi milioni di anni), mentre la presenza dominante di stelle rosse è indice di un'età avanzata (vedi sez. 2.2.1).

In generale, il metodo più adottato è quello delle isocrone (sez.2.2.1) Per altro, esso permette di calibrare le relazioni girocronologiche. In particolare, le osservazioni degli ammassi permettono di individuare due sequenze di stelle rotanti (vedi fig.2.2). Dividendo per la radice dell'età tutti i periodi di rotazione disponibili in letteratura (i riferimenti per t e P_{rot} sono riportati in tabella 2.2) è possibile ricavare la relazione empirica $f = f(B - V)$. Il risultato di questa operazione è illustrato in fig.2.2. Individuata la sequenza I, che è quella corrispondente alla concentrazione più densa di punti messa in evidenza dalla linea continua, è possibile determinare una funzione $f(B - V)$ che interpoli le stelle della sequenza. In accordo con (Barnes 2003):

$$f(B - V) = (0.7725 \pm 0.011) \times ((B - V)_0 - 0.4)^{0.601 \pm 0.024} \quad (2.5)$$

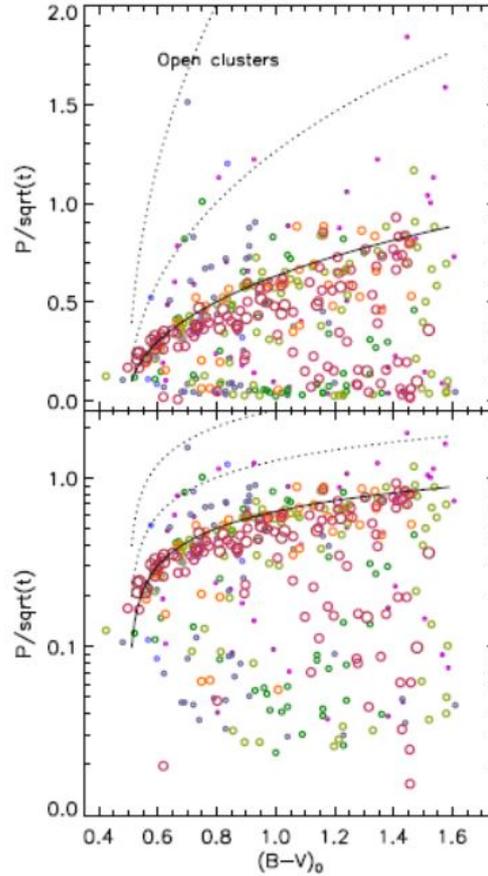


Figura 2.2: P_{rot}/\sqrt{t} in funzione dell'indice di colore $(B - V)_0$ corretto per estinzione per le sole stelle in ammassi aperti (quelli considerati in tabella 2.2). Il pannello in alto mostra P_{rot}/\sqrt{t} in scala lineare mentre quello in basso in scala logaritmica. La grandezza e il colore dei punti corrispondono all'età dell'ammasso (blu/piccolo corrisponde ad un ammasso giovane, rosso/largo corrisponde ad un ammasso vecchio). La concentrazione più densa di punti vicino alla linea continua è quella che chiameremo sequenza I (interface). La sequenza orizzontale (non interpolata in questo grafico), ma ben visibile nel grafico superiore (i punti in basso paralleli all'asse x) è la sequenza C (convective). I punti al di sopra della sequenza I sono interpretati come stelle non appartenenti agli ammassi. I punti tra la sequenza I e C vanno a formare il cosiddetto *gap* (Immagine tratta da Barnes 2007).

Rappresentando le stelle di diversi ammassi aperti sul piano $P_{rot}/\sqrt{t}-(B-V)$ si evince la presenza di una sequenza (sequenza I) comune a tutti gli ammassi studiati. Essa va definita empiricamente il luogo dei punti (nel diagramma colore-periodo) che illustrano la stessa dipendenza di P_{rot} dalla massa $f(M)$ (rappresentata da $f(B-V)$). Inoltre, il fatto che abbiamo diviso la totalità delle stelle per una $g(t)$ identica alla legge di Skumanich (eq. (1.18)) e che si sia ottenuto un risultato generale indipendente dall'ammasso giustifica l'utilizzo della sopracitata legge per descrivere la dipendenza della rotazione dall'età (ma solo per quelle stelle nella sequenza I).

2.4 Stelle di campo

Nel caso di singole stelle di campo la tecnica delle isocrone presenta diverse problematiche. Pertanto, per rendere robusta la determinazione dell'età, essa può essere affiancata dalla girocronologia o da una stima dell'età che passi per l'attività cromosferica. I problemi riguardanti quest'ultima tecnica sono stati già illustrati nella sez. 2.2.2. Per quanto riguarda la girocronologia sempre Barnes (2007) ha svolto una calibrazione sulle stelle di campo in analogia con la tecnica utilizzata negli ammassi aperti, individuando una sequenza I (vedi 2.3). A partire dalle stelle di campo del campione *Mt. Wilson Stars*, Barnes (2007), considerando la divisione operata da Vaughan (1980) ha diviso il campione considerato in due classi: Y (Young) e O (Old). Per ciascuna di queste classi si è presa un'età media (con misure cromosferiche): $t_Y=780$ Myr e $t_O=4240$ Myr. Si è proceduto infine come negli ammassi, dividendo P_{rot} per la radice dell'età; ciò che si è ottenuto è mostrato in fig. 2.3. È chiaro dalla figura come ci sia anche in questo caso una sequenza I. Tuttavia le stelle sono più disperse ed è preferibile una calibrazione svolta sugli ammassi. Inoltre si nota la mancanza di una sequenza C. Anche in questo caso, dunque, è possibile trovare una legge empirica $f=f(B-V)$.

Calibrare la girocronologia: Confermata l'esistenza di una legge per la dipendenza di P_{rot} dalla massa $f(M)$ delle stelle (nella sequenza I) sia di campo che negli ammassi, Barnes (2007) calibra meglio la dipendenza temporale. Per trovare i risultati sopraelencati abbiamo visto che una dipendenza $g(t) \propto \sqrt{t}$ è rozzamente valida. Usiamo ora il Sole, di cui si conoscono con grande precisione l'età e il periodo di rotazione, per calibrare la dipendenza dell'età. Ipotizzando in generale una legge di potenza del tipo $g(t) = t^n$, preso l'indice di colore del Sole $G-V = 0.642$ (Barnes 2007), l'età $t_{Sole} = 4.566$ Gyr, trovata con la datazione delle meteoriti (e dunque indipendente da

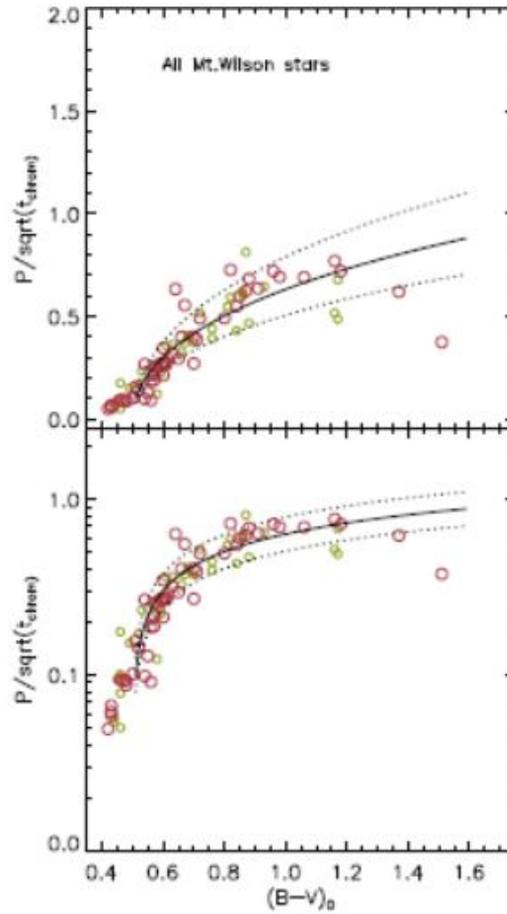


Figura 2.3: P_{rot}/\sqrt{t} in funzione dell'indice di colore $(B - V)_0$ corretto per estinzione per le stelle di campo del campione *Mt. Wilson* (Figura tratta da Barnes 2007).

osservazioni e parametri astronomici), porge un indice $n=0.5189 \pm 0.0070^8$. Sicché la dipendenza temporale è:

$$g(t) = t^{0.5189} \quad (2.6)$$

che giustifica l'utilizzo precedente della legge di Skumanich. Deciso che si calibreranno tutti gli "orologi stellari" con il Sole, prendiamo la (2.6) come la dipendenza temporale per le stelle della sequenza I. Riepilogando: prese stelle nella sequenza I (che sono stelle di tipo solare o *late type stars* nella

⁸L'errore è dato dalla propagazione delle incertezze sul periodo di rotazione $\delta P \sim 1d$ e $\delta t_{Sole} \sim 50 \text{ Myr}$

MS o appena post MS) sia di campo che in ammassi sappiamo che:

$$P_{rot}(B - V, t) = f(B - V) \times g(t) \quad (2.7)$$

dove $g(t)$ è (2.6) e $f(B - V)$ è (2.5). Per cui:

$$t_{gyro} = g^{-1}[P(B - V, t)/f(B - V)] \quad (2.8)$$

e in maniera esplicita:

$$\log(t_{gyro}) = \frac{1}{n}[\log(P) - \log(a) - b \times \log(B - V - 0.4)] \quad (2.9)$$

a , b e n sono le costanti calibrate con il Sole, P e $(B - V)$ sono le uniche quantità da osservare per conoscere t_{gyro} (misurata in Myr).

Riepilogo girocronologia: Le distribuzioni dei periodi di rotazione per stelle di tipo solare e di classe spettrale avanzata mostrano come le stelle coeve si posizionino preferibilmente su una o più sequenze (I e C) nel diagramma colore-periodo. La dipendenza della sequenza I dalla massa e dall'età risulta universale, nel senso che viene condivisa sia da stelle di campo che negli ammassi. La dipendenza dalla massa e dall'età è derivata empiricamente da una serie di ammassi, in modo da essere consistente anche con quella del Sole. La dipendenza dall'età viene invertita in modo da fornire l'età in funzione del periodo di rotazione e del colore.

Capitolo 3

Questioni aperte e conclusioni

3.1 Differenze fra i tre metodi

Per vedere se un metodo è da preferirsi rispetto ad un altro sono state confrontate le età di uno stesso campione di stelle ottenute tramite diversi metodi (Barnes 2009). Il primo gruppo considerato sono le *Mt. Wilson stars*, già prese in considerazione nella sezione 2.4. In questo caso le età girocronologiche sono compatibili con quelle cromosferiche, come mostrato in figura 3.1. Come si nota, i punti si raggruppano vicino alla linea che indica la medesima determinazione dell'età. A parte alcuni casi, i due metodi sono sostanzialmente in buono accordo, anche se le età ricavate con la girocronologia sono tendenzialmente minori di quelle cromosferiche. Non si ravvisa sempre la consistenza della girocronologia con altri metodi di datazione stellare.

3.1.1 Confronti età per *wide binaries*

Per decidere se una tecnica di misura dell'età (un orologio insomma) è più precisa di un'altra, si considerino le misure di età di due "gemelli" in maniera indipendente. Se l'orologio è buono dovrebbe riportare lo stesso valore. I "gemelli" usati come test sono delle *wide binaries* cioè stelle binarie abbastanza distanti da non risentire di effetti mareali e per le quali è lecito supporre che siano coeve. Si tratta di stelle di campo per le quali si è misurata l'età con la rotazione e l'attività cromosferica. I sistemi binari considerati sono ξ Boo A/B, 61 Cyg A/B e α Cen A/B:

- **ξ Boo A/B (HD131156A/B):** Questo sistema binario di stelle di sequenza principale (G8V+K4V) mostra un periodo orbitale di 152 anni (Hershey 1977) ed una eccentricità di 0.51 suggerendo assenza interazione rotazionale tra le due componenti. Usando la girocronologia

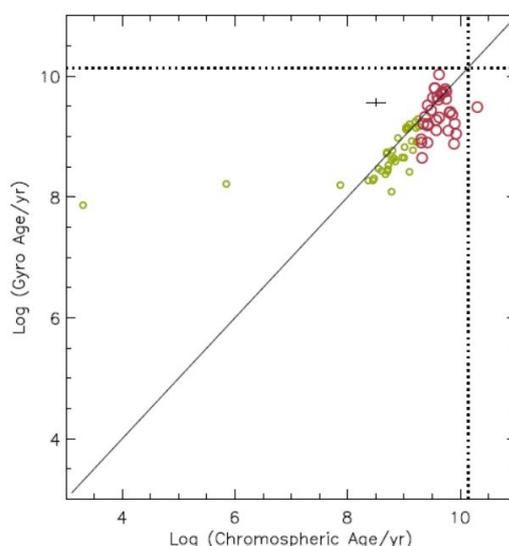


Figura 3.1: Confronto tra le età girocronologiche e cromosferiche per le *Mt. Wilson stars*. I cerchi verdi indicano le stelle giovani mentre i cerchi rossi indicano le stelle vecchie (secondo la divisione operata nella sez. 2.4). La linea diagonale indica l'uguaglianza delle età con i due metodi. Le linee tratteggiate rappresentano l'età dell'universo. Risulta chiaro in almeno due casi che le età cromosferiche sono sospette (i due punti verdi più a sinistra) mentre le età ricavate dalla rotazione sono consistenti con lo stato evolutivo del resto del campione. Inoltre si noti come l'età cromosferica di una stella superi addirittura l'età dell'universo. (Grafico tratto da Barnes 2007)

risulta un'età di 187 Myr e 265 Myr per le due componenti. L'età media del sistema risulta dunque 226 ± 18 Myr. Invece le età cromosferiche delle due componenti sono rispettivamente 232 Myr e 508 Myr (Barnes 2009). La tecnica delle isocrone, invece, dà solo dei limiti superiori ed inferiori rispettivamente: <0.76 Gyr per la prima componente e >12.6 Gyr per la seconda (Takeda 2007).

- **61 CygA/B (HD201091/HD201092):** Questo sistema è composto da due stelle nella sequenza principale (K5V+K7V) prese dal catalogo delle *Mt. Wilson stars* per le quali sono disponibili indice di colore e periodo di rotazione. Gorshanov et al. (2005) suggeriscono un periodo orbitale di 659 anni e un'eccentricità di 0.32. Il semiasse maggiore è circa 85.6 AU (Allen et al. 2000). Ciò suggerisce che non ci sia alcuna interazione tra le due componenti. La girocronologia porge età di 2.12 Gyr e 1.87 Gyr per la prima e seconda componente e un'età media di 2.0 ± 0.2 Gyr. Le età ricavate dall'attività cromosferica sono invece

2.36 e 3.75 Gyr, rispettivamente. Le isocrone, invece, danno età < 0.44 Gyr e < 0.68 Gyr (Takeda 2007).

- **α CenA/B (HD128620/HD128621):** È un sistema composto da due¹ stelle G2V e K1V. Heintz (1982) ha ricavato un periodo orbitale di ~ 80 yr e un'eccentricità di 0.516 che suggeriscono, come negli altri casi, che le due componenti non hanno subito interazioni (dal punto di vista rotazionale). Usando i periodi di rotazione di $28\text{d} \pm 3\text{d}$ per la prima componente e $36.9 \pm 1.8\text{d}$ per la seconda, Barnes (2009) ha ricavato mediante la girocronologia un'età di 4.6 Gyr e 4.1 Gyr per le due componenti. L'età media risultante risulta 4.4 ± 0.5 Gyr. Le età ricavate usando l'indicatore R'_{HK} dell'attività cromosferica sono 5.62 e 4.24 Gyr rispettivamente (Henry 1996). Sempre Takeda (2007) mediante isocrone ricava per la componente A un'età di 7.84 Gyr mentre per la componente B solo un limite inferiore di 11.36 Gyr.

In tabella 3.1 sono riassunti i risultati:

Tabella 3.1: Età per *wide binaries*

Stella	$B - V$	P_{rot} (d)	Età _{cro} (Gyr)	Età _{iso} (Gyr)	Età _{Gir} (Gyr)
HD131156A	0.76	6.31 ± 0.05	0.23	< 0.76	0.187 ± 0.021
HD131156B	1.17	11.94 ± 0.22	0.51	> 12.6	0.265 ± 0.028
Media					0.226 ± 0.018
HD201091	1.18	35.37 ± 1.3	2.36	< 0.44	2.12 ± 0.3
HD201092	1.37	37.84 ± 1.1	3.75	< 0.68	1.87 ± 0.3
Media					2.0 ± 0.2
HD128620	0.67	28 ± 3	5.62	7.84	4.6 ± 0.8
HD128621	0.87	36.9 ± 1.8	4.24	> 11.36	4.1 ± 0.7
Media					4.4 ± 0.5

Gli errori nei periodi nel primo sistema binario sono dovuti largamente alla rotazione differenziale. In generale le età cromosferiche risultano abbastanza compatibili con quelle ricavate con la girocronologia. In tutti e tre i casi però le singole età delle componenti risultano più simili con il metodo della girocronologia. Dunque sotto l'ipotesi che le stelle siano coeve la girocronologia risulta più precisa. I risultati approssimativi ottenuti con le isocrone

¹In realtà c'è una terza componente α CenC (Proxima Centauri), ma il suo tipo spettrale è M5V e dunque, come illustrato nella sez. 2.2.3, non appartiene alla sequenza I per la quale si può applicare la girocronologia con una legge del tipo 2.6.

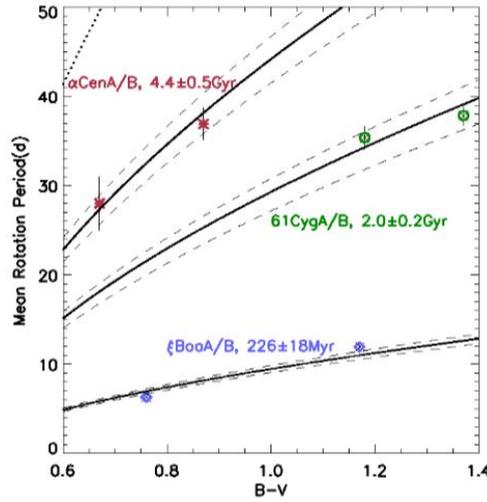


Figura 3.2: Diagramma colore-periodo per tre *wide binary systems* ξ Boo A/B, 61 Cyg A/B e α Cen A/B. Le curve di uguale età sono indicate nella figura. Le linee tratteggiate sono gli errori sulle isocrone (Barnes 2007).

come mostrato da Takeda (2007) rendono evidenti le difficoltà di applicare le isocrone a stelle di campo di sequenza principale. Inoltre le età dalle isocrone sono sensibili al trattamento statistico dei dati. Per quanto riguarda la girocronologia è opportuno precisare che essa è affidabile sino a ~ 2.5 Gyr (Meibom 2015) e sicuramente non oltre l'età solare per la progressiva insensibilità della velocità di rotazione con l'età (Denissenkov 2010).

I risultati sono mostrati in figura 3.2.

3.1.2 Limiti della girocronologia

Se, dunque, la girocronologia sembra il metodo più convincente per le stelle di piccola massa nella *main sequence*, essa ha comunque dei limiti notevoli. Innanzitutto, l'applicabilità della girocronologia dipende dalla validità della formula (2.9). Come notato dallo stesso Barnes (2009) e da numerosi autori successivi (e.g. Brown 2014), le età ricavate con la girocronologia sono minori di quelle cromosferiche o derivanti da isocrone negli ammassi. Come esposto dettagliatamente nella sez. 2.2.3, per individuare la sequenza I nel diagramma colore-periodo si sono usate età per gli ammassi ricavate dalle isocrone da cui poi si è trovata una legge empirica sul colore. Questa legge viene poi applicata alle singole stelle di campo che dunque risentono della calibrazione sul colore derivante dalle isocrone. Dunque la validità della girocronologia si fonda sull'operazione condotta mediante isocrone su ammassi

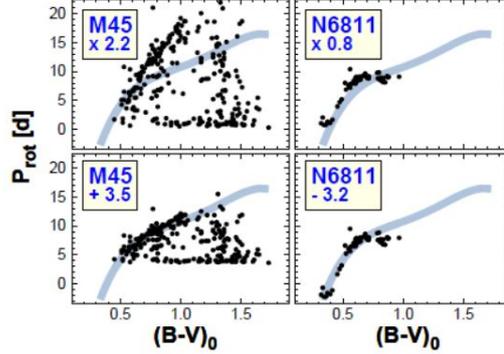


Figura 3.3: I pannelli superiori mostrano i risultati di un riscalamento mediante una legge tipo Skumanich: $P_{rot} \rightarrow P_{rot} \sqrt{t_{M44}/t_{cluster}}$. Nei pannelli sottostanti invece sono mostrati i periodi ottenuti sommando una costante al *fiducial ridge*. Quest'ultimo è mostrato come la linea chiara continua (Kovacs 2015).

aperti. Supposta una relazione del tipo $P_{rot} = g(t) \times f(B - V)$, si è utilizzata una legge tipo Skumanich ($g(t) \sim t^{0.5}$), con la dipendenza dal colore che è disaccoppiata rispetto a quella dall'età. Kovacs (2015) fa notare come questa operazione non sia dal tutto ottimale per trovare la sequenza I. Ad esempio, supponendo che esista una regione di confidenza, che esprime la relazione tra colore e periodo per stelle di MS stabili rotazionalmente (*fiducial ridge*, basata su un *fit* polinomiale $P_{rot}^{fiducial}$ che correli al meglio il periodo di rotazione P_{rot} e l'indice di colore $(B - V)$, calibrato quest'ultimo per un ammasso (nel caso di Kovacs l'ammasso del Presepe (M44) e le Iadi) si possono riscrivere i periodi di rotazione delle stelle nella forma:

$$P_{rot}(t, B - V) = P_{rot}^{fiducial}(B - V) - c(t) \quad (3.1)$$

Il termine $c(t)$ si è ipotizzato che dipenda solamente dall'età. Questa formula, dunque, va a sostituire $P_{rot}(t, B - V) = g(t) \times f(B - V)$. I risultati vengono confrontati per due ammassi e mostrati in figura 3.3. Il secondo metodo chiaramente riproduce molto meglio il *fiducial ridge*.

L'altro grande problema della girocronologia è capire quando una stella ha raggiunto la cosiddetta sequenza I (corrispondente ad un periodo di rotazione ben stabilito). Come detto, questa sequenza viene individuata sul piano $P_{rot} - (B - V)$ considerando stelle di ammasso, che si suppongono abbiano la stessa età. Per le singole stelle il grande pregio della girocronologia (*i.e.* stimare facilmente le età per stelle di campo per cui l'applicazione delle isocrone è difficoltosa) diventa anche la sua condanna. Infatti per stelle di campo non possiamo individuare alcuna sequenza I e l'unico criterio per supporre che

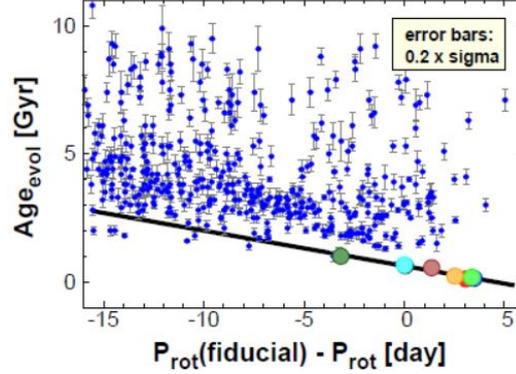


Figura 3.4: Età contro PSs derivate dalle isocrone per stelle di campo del campione di Valenti & Fisher (2005) indicate con i punti blu. È mostrata per confronto la regressione lineare per gli ammassi di fig 3.5. Se le relazioni girocronologiche fossero consistenti con le età delle stelle di campo ci si attenderebbe una disposizione dei punti in corrispondenza della retta. (Immagine da Kovacs 2015).

abbiano raggiunto uno stato di rotazione ben definito è appunto derivato dall'età.

3.2 Conclusioni: le età delle stelle di campo sono sottostimate?

Kovacs (2015) ha mostrato per otto ammassi come la correlazione migliore tra periodi di rotazione e colore si ha una legge del tipo (3.1) (cioè traslando i periodi di una costante differente da ogni ammasso rispetto a $P_{rot}^{fiducial}$). Supposto anche queste costanti (*period shifts*: PSs) dipendano dall'età, ha indagato la relazione tra età dell'ammasso e PSs. I risultati sono mostrati in fig. 3.5. Come risulta chiaro una semplice correlazione lineare del tipo:

$$t_{gyr} = a_0 + a_1 \Delta P$$

basta a descrivere accuratamente la dipendenza funzionale. Questa dipendenza così forte suggerisce di considerare questa tecnica per un campione più ampio. Il primo campione considerato sono le stelle di campo del campione di Valenti & Fisher (2005).

Si sono confrontate le età ricavate con le isocrone con quelle ricavate mediante la girocronologia (con il *fit* migliore) e risulta chiaramente che le età derivanti dalla girocronologia sono minori di quelle ricavate con le isocrone.

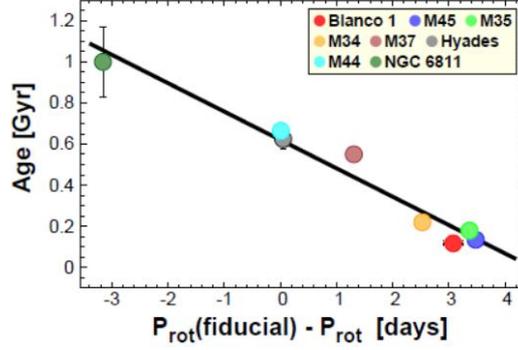


Figura 3.5: Regressione lineare tra le età derivate dalle isocrone e i PSs= $P_{rot}^{fiducial} - P_{rot}$ dei vari ammassi aperti. Escluso ,NGC 6811, gli errori sono più piccoli della grandezza dei cerchi. La deviazione standard del *fit* risulta 0.16 Gyr (Kovacs 2015).

Lo stesso risultato si ottiene in altri due campioni (stelle ospiti di *hot-jupiter* e candidate stelle con pianeti del catalogo di Kepler). La maggior parte delle stelle si situa in una regione dove l'età con le isocrone sono circa 1.5-2.0 Gyr più grandi di quelle previste dalla girocronologia.

Alle stesse conclusioni si giunge valutando il confronto fra le età girocronologiche ricavate dalla relazione (Barnes 2010) e le età dalle isocrone di Padova (isocrone placement technique), come si può apprezzare in fig. 3.6 (Bonfanti priv. com. 2015).

Questa discrepanza può originarsi dal fatto che vengono utilizzate relazioni girocronologiche, calibrate su ammassi, per determinare le età di stelle di campo. Questo può indurre certamente un *bias* sulle età ricavate. Nonostante questo, Kovacs (2015) suggerisce che una discrepanza così elevata non è dovuta a questo. Sembrerebbe proprio che le stelle di campo presentino un tasso di rallentamento molto più basso rispetto alle loro controparti negli ammassi. Ammesso che l'argomentazione sia corretta i motivi fisici sono ancora tutti da indagare. Si potrebbe supporre che l'evoluzione della rotazione delle stelle negli ammassi differisca da quella delle stelle di campo a causa di effetti ambientali, come la minore densità del mezzo interstellare che si rileva nel campo. Dal punto di vista teorico, nel ricavare la legge di Skumanich (vedi sez. 1.3) emerge che il tasso dJ/dt è funzione fortemente dipendente dalla geometria del campo magnetico e dall'intensità di quest'ultimo. Reiners & Mohanty (2012) hanno derivato teoricamente una dipendenza della velocità di rotazione $v \sim t^{-1/4}$ per una stella di $1M_{\odot}$ semplicemente cambiando la dipendenza tra l'intensità del campo magnetico e la velocità. Infine le isocrone, considerate da Kovacs sono basate sui classici modelli evolutivi che

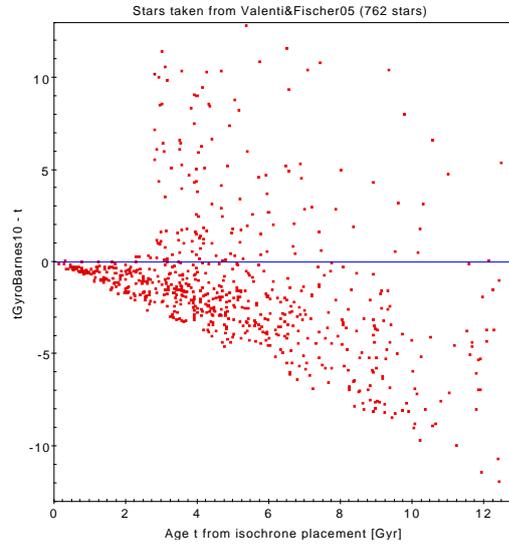


Figura 3.6: Differenza età girocronologiche ($t_{\text{GyroBarnes10}}$) ed età t derivanti dalle isocrone rappresentata contro t . Si può notare il pattern decrescente al di sotto della retta orizzontale sottolineata che la girocronologia sottostima sistematicamente le età se confrontata con la isocrone placement. Nel regime delle età più avanzate la maggior dispersione suggerisce che la girocronologia non è affidabile (Bonfanti 2015).

non tengono conto della rotazione. Modelli che tengono conto della rotazione, sviluppati da Brandt & Huang (2015), mostrano come le età degli ammassi del Presepe e le Iadi risultino sostanzialmente maggiori (~ 800 Myr) rispetto ai valori comunemente accettati (rispettivamente 670 Myr e 630 Myr). Ciò potrebbe parzialmente diminuire la discrepanza rilevata tra età di stelle di campo e di ammassi. Si spera dunque che le prossime osservazioni gettino luce su questo problema ancora ben lontano da essere risolto.

Suggerimenti per lavori futuri: Si elencano in questo paragrafo alcune idee per proseguire la ricerca su questo problema:

- Misure più accurate dell'età delle stelle di campo a partire da migliori misure di distanza: le isocrone possono essere applicate a stelle di campo solo se si conosce la distanza della stella; se dunque c'è un'incertezza su questa quantità l'errore si propaga anche sulla stima dell'età. Con i risultati dell'attuale missione Gaia le considerazioni precedenti potrebbero essere sconvolti.

- Allargare il campione statistico: gli ammassi studiati da Kovacs (2015) per quanto studiatissimi costituiscono a livello statistico un campione piuttosto limitato.
- Sviluppare modelli con rotazione: le isocrone utilizzate solitamente sono basate su modelli evolutivi per stelle non rotanti (isocrone di Padova). Già modelli come quelli di Brandt & Huang (2015), che considerino la rotazione, modificano le isocrone ottenendo valori più elevati, per l'età degli ammassi. Si pensa dunque che con modelli più precisi la differenza di età tra stelle di campo e in ammasso diminuisca.
- Studi di eventuali effetti d'ambiente all'interno degli ammassi: la presenza di stelle di campo è spiegata, attualmente, dalla migrazione di quest'ultime dagli ammassi dopo una certa età. Le stelle dunque che rimangono all'interno degli ammassi sono soggette ad una diversa evoluzione. Calibrando le isocrone con gli ammassi, introduciamo un errore concettuale applicandole alle stelle di campo. Quest'ultime hanno subito una differente evoluzione (almeno dal punto di vista della rotazione) dopo una certa età dunque, se sono presenti effetti ambientali, bisognerà considerare differenti isocrone per le stelle di campo.

Bibliografia

- Barnes, S. A. (2003). On the rotational evolution of solar-and late-type stars, its magnetic origins, and the possibility of stellar gyrochronology. *The Astrophysical Journal*, 586(1):464.
- Barnes, S. A. (2007). Ages for illustrative field stars using gyrochronology: viability, limitations, and errors. *The Astrophysical Journal*, 669(2):1167.
- Bouvier, J. (2013). Observational studies of stellar rotation. *EAS Publications Series*, 62:143–168.
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., Meynet, G., Mowlavi, N., Wyttenbach, A., Granada, A., Decressin, T., Hirschi, R., Frischknecht, U., et al. (2012). Grids of stellar models with rotation-i. models from 0.8 to 120 m at solar metallicity ($z= 0.014$). *Astronomy & Astrophysics*, 537:A146.
- Ekström, S., Meynet, G., Maeder, A., and Barblan, F. (2008). Evolution towards the critical limit and the origin of be stars. *Astronomy & Astrophysics*, 478(2):467–485.
- Kawaler, S. D. (1988). Angular momentum loss in low-mass stars. *The Astrophysical Journal*, 333:236–247.
- Kippenhahn, R., Weigert, A., and Weiss, A. (1990). *Stellar structure and evolution*, volume 44. Springer.
- Kovács, G. (2015). Are the gyro-ages of field stars underestimated? *Astronomy & Astrophysics*, 581:A2.
- Leao, I., Pasquini, L., Lopes, C., Neves, V., Valcarce, A., de Oliveira, L., da Silva, D. F., de Freitas, D., Martins, B., Janot-Pacheco, E., et al. (2015). On the rotation period distribution of corot and kepler sun-like stars. *arXiv preprint arXiv:1509.01523*.
- Maeder, A. (2008). *Physics, formation and evolution of rotating stars*. Springer Science & Business Media.

- Maeder, A. and Meynet, G. (2001). Stellar evolution with rotation. vii.-low metallicity models and the blue to red supergiant ratio in the smc. *Astronomy & Astrophysics*, 373(2):555–571.
- Mamajek, E. E. and Hillenbrand, L. A. (2008). Improved age estimation for solar-type dwarfs using activity-rotation diagnostics. *The Astrophysical Journal*, 687(2):1264.
- Mathieu, R. (2004). The rotation of low-mass pre-ms stars. In *Stellar Rotation, IAU Symp*, volume 215.
- Meynet, G., Ekström, S., Maeder, A., and Barblan, F. (2006). Initial conditions for reaching the critical velocity. *arXiv preprint astro-ph/0601339*.
- Mosser, B., Baudin, F., Lanza, A., Hulot, J., Catala, C., Baglin, A., and Auvergne, M. (2009). Short-lived spots in solar-like stars as observed by corot. *Astronomy & Astrophysics*, 506(1):245–254.
- Queloz, D., Allain, S., Mermilliod, J.-C., Bouvier, J., and Mayor, M. (1998). The rotational velocity of low-mass stars in the pleiades cluster. *Astronomy and Astrophysics*, 335:183–198.
- Tassoul, J.-L. (2000). *Stellar rotation*, volume 36. Cambridge University Press.
- Tassoul, J.-L. and Ostriker, J. (1970). Secular stability of uniformly rotating polytropes. *Astronomy and Astrophysics*, 4:423.