



HAL
open science

L'évolution du moment cinétique des étoiles pré-séquence principale de faible masse

Stephanie Allain

► **To cite this version:**

Stephanie Allain. L'évolution du moment cinétique des étoiles pré-séquence principale de faible masse. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 1997. Français. NNT: . tel-00686694

HAL Id: tel-00686694

<https://theses.hal.science/tel-00686694v1>

Submitted on 11 Apr 2012

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

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

THESE
PRESENTEE PAR

Stéphanie ALLAIN

POUR OBTENIR LE TITRE DE DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE 1
(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et du 30 mars 1992)

SPECIALITE ASTROPHYSIQUE

**L'EVOLUTION DU MOMENT CINETIQUE
DES ETOILES PRE-SEQUENCE PRINCIPALE
DE FAIBLE MASSE**

DATE DE SOUTENANCE : 2 octobre 1997

COMPOSITION DU JURY :

Guy Pelletier	Président
Jérôme Bouvier	Directeur de thèse
Michel Mayor	Rapporteur
John Stauffer	Rapporteur
Jean-Paul Zahn	Examineur
Claude Bertout	Examineur

THESE PREPAREE AU SEIN DU LABORATOIRE D'ASTROPHYSIQUE,
Observatoire de Grenoble, UJF/CNRS, BP 53X, F-38041 Grenoble Cedex 9

REMERCIEMENTS

Je voudrais tout d'abord remercier mon directeur de thèse, Jérôme Bouvier de m'avoir proposé ce sujet de thèse. Ce sujet a pour moi été riche en enseignements, de par sa nature et aussi par les approches utilisées, observationnelles et de modélisation. J'ai en effet pu découvrir à la fois l'importance de la rotation dans les objets célestes, sa relation avec divers phénomènes stellaires ou circum-stellaires, et ses manifestations observationnelles. Je le remercie en particulier pour la confiance qu'il m'a accordée depuis le début.

Je voudrais également remercier Michel Mayor, Didier Queloz et Jean-Claude Mermilliod de l'Observatoire de Genève, pour leur participation à ce travail. Une partie importante des mesures obtenues doit sa qualité aux instruments ELODIE et CORAVEL. Merci en particulier à Didier pour le temps passé à m'expliquer les mille et une subtilités de la capricieuse ELODIE et les secrets de TACOS.

Je voudrais remercier Guy Pelletier d'avoir accepté d'être le président du jury, Michel Mayor et John Stauffer d'avoir accepté le rôle de rapporteurs. Jean-Paul Zahn et Claude Bertout ont accepté de faire partie du jury, je les en remercie.

Je remercie le personnel de l'OHP, dont l'aide, que ce soit par beau ou mauvais temps, de jour comme de nuit, m'a été précieuse.

Il est difficile de dissocier un travail de thèse du lieu dans lequel s'est effectué cette thèse, et les gens qui s'y trouvent. Je voudrais donc remercier tout le Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble pour la bonne ambiance qui y règne. Merci à Fanfan pour sa précieuse présence. L'ambiance dans l'équipe "étoile jeune" est particulièrement bonne et il a été très agréable d'en faire partie. Merci donc à François, Catherine, Jean-Louis et Fabien.

Maintenant que la boucle est bouclée j'ai également une pensée envers ceux qui, il y a trois ans, se sont lancés chacun à sa façon dans leur thèse : David, Xavier, Catherine, félicitations! Frédéric et Frédérique je vous souhaite bon courage. Merci à Claudia d'avoir partagé mon bureau pendant deux ans. Merci également à Pop, Jean-Philippe, Patrice, Evy, Fred de nous avoir bien fait rire, volontairement ou non. Enfin, je voudrais remercier Sophie d'avoir été là, et Gilles pour ses interminables histoires. Merci à tous deux d'avoir accepté de relire ma thèse. Enfin, merci à tous ceux, Stephan, Laure, Nicolas... qui ont fait partie de la vie du labo.

Ce travail de thèse a été pour moi, bien sûr l'aboutissement de longues années d'études, mais également la réalisation d'une passion. Je voudrais remercier mes parents qui ont toujours accepté de me soutenir dans des choix qui les ont quelques fois étonnés.

Table des matières

RÉSUMÉ	1
ABSTRACT	3
INTRODUCTION	5
1 FORMATION ET ÉVOLUTION DES ÉTOILES: GÉNÉRALITÉS	7
1.1 La formation des étoiles et les proto-étoiles	7
1.2 La ligne des naissances et les tracés évolutifs de la pré-séquence principale	10
1.3 Les étoiles T Tauri	11
1.3.1 Les étoiles T Tauri classiques (CTTS)	12
1.3.2 les T Tauri à faibles raies d'émission	12
1.3.3 Les étoiles Post T Tauri	13
1.4 La séquence principale	13
1.5 Les populations stellaires	15
1.6 Résumé: contexte de l'étude	15
2 LA ROTATION	17
2.1 Historique	17
2.2 L'évolution de la rotation des étoiles de faible masse: observations et théorie	20
2.2.1 La rotation du nuage initial	20
2.2.2 la perte de moment cinétique proto-stellaire	20
2.2.3 Le rôle du disque d'accrétion: la distinction CTTS/WTTS	21
2.2.4 L'évolution interne et le transfert de moment cinétique	23
2.2.5 Le vent solaire et les vents stellaires	24
2.3 La rotation comme paramètre stellaire	26
2.3.1 La rotation différentielle de surface	26
2.3.2 La relation entre le lithium et la rotation	27
2.3.3 L'activité et la rotation: observations	29
2.3.4 Le champ magnétique et le processus dynamo	30
2.3.5 Les étoiles binaires et la rotation	31

2.3.6	Les étoiles de faible masse	31
2.4	Les problèmes posés par les observations	32
3	OBSERVATIONS	37
3.1	Les méthodes de mesure	38
3.1.1	Les périodes	38
3.1.2	Les vitesses projetées	40
3.2	Les périodes de rotation des rotateurs lents des amas jeunes	41
3.2.1	Mesures de périodes dans IC4665	41
3.2.2	Mesures de la période des rotateurs lents dans α Persée	54
3.3	Mesures de vitesses des Post T Tauri	66
3.3.1	Introduction	66
3.3.2	La corrélation croisée	66
3.3.3	La calibration de la corrélation des spectres CASPEC	67
3.3.4	Les résultats	71
3.4	Les distributions complètes de vitesses dans les amas jeunes	73
3.4.1	Mesures de $v\sin i$ dans α Persée	73
3.4.2	Mesures de $v\sin i$ dans les Pléiades	74
3.4.3	Etude des distributions de vitesses de α Persée et des Pléiades	75
3.5	Conclusions	78
4	DISTRIBUTIONS DE VITESSE DANS LES AMAS JEUNES	79
4.1	Détermination des distributions et inversion	80
4.1.1	La méthode	80
4.1.2	Tests sur la fiabilité de la méthode d'inversion	81
4.2	L'amas des Pléiades	84
4.3	L'amas Alpha Persée	88
4.4	Comparaison entre α Persée et les Pléiades	89
4.5	conclusions	90
5	MODÉLISATION DE L'ÉVOLUTION DU MOMENT CINÉTIQUE	101
5.1	Introduction	101
5.2	Les différents modèles d'évolution du moment cinétique	102
5.3	Un modèle en rotation différentielle	105
5.3.1	But de l'étude	105
5.4	Comparaison entre les tracés évolutifs et les observations	124
5.5	Etude du ralentissement entre α Persée et les Pléiades	126
5.5.1	Les étoiles de $1 M_{\odot}$	129
5.5.2	Les étoiles de $0,8 M_{\odot}$	132

5.6 Conclusions	132
5.7 Les limites du modèle	133
CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	135
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES	139
ANNEXES	147
A table des données astronomiques	149
B Vitesses de rotation dans α Persée.	151
C Vitesses de rotation dans les Pléiades.	157
D Le freinage des rotateurs lents sur la séquence principale	165
E Distributions des vitesses de rotation dans les Pléiades	171

Table des figures

GÉNÉRALITÉS	7
1.1 Séquence évolutive des étoiles de faible masse	9
1.2 image du jet de HH34	10
1.3 Diagramme HR des étoiles T Tauri	14
LA ROTATION	17
2.1 les jets	21
2.2 loi de freinage de Weber-Davis	25
2.3 relation entre lithium et rotation	28
2.4 Relation activité – rotation	29
2.5 Effet de la binarité sur la rotation	32
2.6 Evolution des vitesses de rotation	33
2.7 Vitesses de rotation dans les Hyades, α Persée et les Pléiades	34
OBSERVATIONS	37
3.1 Représentation schématique d’une étoile en rotation.	40
3.2 Exemple de corrélation croisée	67
3.3 calibration du masque F0	69
3.4 Détermination de l’erreur	70
3.5 histogramme des vitesses du Caméléon	71
3.6 vitesses de rotation dans α Persée	74
3.7 vitesses de rotation dans les Pléiades	76
3.8 v_{ini} dans α Persée et les Pléiades	77
DISTRIBUTIONS DE VITESSE	79
4.1 tests de la procédure d’inversion	83
4.2 Histogrammes des vitesses dans les Pléiades	91
4.3 distributions cumulées des v_{ini} des Pléiades	92
4.4 Distributions de vitesses et de vitesses angulaires inversées dans les Pléiades.	93

4.5	v_{ini} des étoiles des Pléiades. Les points noirs représentent les étoiles du centre et les points blancs celles du halo.	94
4.6	Histogrammes des vitesses dans α Persée	95
4.7	distributions cumulées des v_{ini} dans α Persée	96
4.8	Distributions inversées dans α Persée	97
4.9	Comparaison entre les distributions de vitesses de α Persée et des Pléiades . .	98
4.10	Comparaison entre les distributions de vitesses de α Persée et des Pléiades . .	99
MODÉLISATION		101
5.1	comparaison modèles/observations pour $1 M_{\odot}$	125
5.2	comparaison modèles/observations pour $0,8 M_{\odot}$	127
5.3	Etude du ralentissement des étoiles	128
5.4	Etude du ralentissement des étoiles	129
5.5	Etude du ralentissement des étoiles	130
5.6	Etude du ralentissement des étoiles	131

RÉSUMÉ

Cette thèse présente l'étude de la rotation des étoiles de faible masse (entre 0,5 et 1,2 M_{\odot}) pendant leurs phases pré-séquence principale, depuis les T Tauri âgées de quelques millions d'années, et séquence principale, à quelques milliards d'années. Deux approches complémentaires ont été utilisées : les observations apportent de nouvelles mesures de rotation de ces objets et la modélisation permet de comprendre les processus physiques mis en jeu.

Les observations ont porté essentiellement sur les amas jeunes, IC4665, Alpha Persée et les Pléiades. Dans ces amas, les étoiles de type solaire sont à un âge charnière entre la phase pré-séquence principale et la séquence principale. Alors qu'un grand pourcentage d'étoiles tournent à des vitesses inférieures à 10 km.s⁻¹, leurs vitesses de rotation exactes n'étaient pas connues à cause des limites de résolution instrumentales. Grâce aux instruments CORAVEL et ELODIE de l'OHP, toutes les vitesses de rotation sont maintenant résolues dans α Persée et les Pléiades pour les étoiles de masse comprise entre 0,6 et 1,1 M_{\odot} . Les distributions de vitesse équatoriales en fonction de la masse ont été construites dans les deux amas et sont comparées aux modèles.

Un modèle d'évolution du moment cinétique a été développé, qui permet de prendre en compte l'évolution pré-séquence principale : les changements de structure interne, l'effet d'un disque d'accrétion, la perte de moment cinétique à la surface et le transfert de moment cinétique entre le coeur et l'enveloppe. Les nouvelles données apportent des contraintes fortes quand au transport de moment cinétique dans les intérieurs stellaires. Dans les étoiles en rotation rapide, un transfert très efficace du moment cinétique permet à l'étoile de garder une rotation quasi-solide pendant toute son évolution, de la phase T Tauri jusqu'à l'âge du Soleil, en accord avec les observations de l'intérieur solaire. Par contre, l'existence même d'un grand nombre de rotateurs lents nécessite un découplage entre le coeur et l'enveloppe, avec un temps caractéristique de couplage de 100 millions d'années. L'évolution de la vitesse de ces rotateurs très lents au début de la séquence principale, pendant laquelle leur vitesse varie très peu, est également en accord avec un temps de couplage très long.

ABSTRACT

This thesis presents a study of the rotation of low-mass stars (from 0.5 to $1.2 M_{\odot}$) during their pre-main sequence - from T Tauri ages, at a few million years old - and main sequence - to a few billion years old. We used both observations, to measure new rotational velocities of these objects, and modelisation, to understand the physical processes involved in rotational evolution.

Observations were essentially aimed at measuring rotational periods and velocities in young clusters: IC 4665, α Perseus and the Pleiades. At the age of these clusters, solar-type stars just arrive on the main sequence, and a large fraction have velocities lower than 10 km.s^{-1} . But, due to instrumental limitations, up to now, only upper limits have been derived. We observed all the very slow rotators in α Perseus and the Pleiades with the instruments CORAVEL and ELODIE and resolved all the $v \sin i$ for masses between 0.6 and $1.1 M_{\odot}$. Velocity distributions are computed for different masses in both clusters, and are compared to the models.

A model of angular momentum evolution has been developed in order to take into account pre-main sequence evolution, changes in internal structure, the effect of an accretion disk, angular momentum loss at the surface and angular momentum transfer between the core and the envelope. The new young clusters data provide strong constraints to the transfer of angular momentum in stellar interiors. It is found that for rapid rotators, a very efficient transfer leads to a nearly solid-body rotation during all the evolution, from T Tauri to the Sun ages. On the other hand, the existence of a large fraction of slow rotators requires a strong decoupling between the core and the envelope, with a characteristic time-scale of 100 million years. The evolution of these slow rotators velocities during the first ages of pre-main sequence is also in good agreement with a long coupling time between the radiative core and the convective envelope.

INTRODUCTION

Les étoiles de faible masse sont des étoiles dont la masse ne dépasse pas ou peu la masse du Soleil. Du fait de leur faible masse ces étoiles passent un temps non négligeable de leur vie dans la phase pré-séquence principale, contrairement aux étoiles massives. Cette durée varie en fonction de la masse de l'étoile : elle est de 20 millions d'années pour une étoile de $1,2 M_{\odot}$, et 100 millions d'années pour $0,5 M_{\odot}$. C'est ce domaine de masse ($0,5-1,2 M_{\odot}$) dont il sera question à chaque fois qu'il sera fait référence aux "étoiles de faible masse".

C'est dans les années 40 que les étoiles pré-séquence principale de faible masse, les T Tauri, ont été découvertes. Depuis lors, les observations ont mis en évidence une forte activité (fortes raies en émission, excès UV et IR, émission dans le domaine des X...), un environnement circumstellaire riche, qui font de ces étoiles des objets tout à fait intéressants à étudier. Leur évolution au cours de la pré-séquence principale, ainsi que pendant la séquence principale, est complexe et fait intervenir des phénomènes variés, tels que l'accrétion ou l'éjection de matière, des changements de structure interne, des réactions nucléaires de différents éléments, des pertes ou gains de moment cinétique.

Contrairement aux phénomènes énumérés ci-dessus, la rotation des étoiles de faible masse a été étudiée très tardivement. Dans les années 70, à cause des limitations instrumentales, seules les vitesses de rotation des étoiles de masse supérieure à $1 M_{\odot}$ étaient connues. Au début des années 80, les mesures de vitesses d'étoiles en fin de pré-séquence principale ont mis en évidence des étoiles tournant rapidement (50 fois la vitesse du Soleil). Les astronomes ont alors pris conscience que l'évolution des vitesses de rotation de ces étoiles ne suivaient pas une loi simple.

Depuis, un grand nombre de campagnes d'observations ont été dédiées à la mesure de vitesses de rotation, des étoiles de faible masse. Les techniques d'observations se sont diversifiées : mesures de la vitesse projetée ($v \sin i$) par transformée de Fourier des spectres ou corrélation, de la période de rotation par suivi photométrique des modulations lumineuses. Des instruments ont été construits dans le but de mesurer les vitesses (CORAVEL, ELODIE). La mesure des vitesses a également bénéficié du développement des caméras CCD dans les années 90.

Malgré ces développements spectaculaires, la compréhension de la rotation des étoiles jeunes se heurtait encore à des inconnues : on savait que toutes les étoiles n'ont pas la même vitesse, mais on en connaissait encore peu sur les relations avec les différents paramètres stellaire (l'âge, la masse, la quantité de matière circumstellaire, la métallicité, le champ ma-

gnétique stellaire). D'autre part, d'un point de vue théorique, les phénomènes liés à la rotation étaient mal compris : effet du disque d'accrétion, transfert de moment cinétique dans les intérieurs stellaires, création du champ magnétique par effet dynamo, perte de moment cinétique à la surface. C'est dans le but d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles, et de développer un modèle qui rende mieux compte des observations, que ce travail a été entrepris.

Dans un premier chapitre, je rappelle l'état des connaissances actuelles sur les premiers instants de la formation de l'étoile : l'effondrement du nuage protostellaire, l'évolution pré-séquence principale et séquence principale. Le chapitre 2 portera exclusivement sur l'évolution de la rotation des ces étoiles, présentée à la fois comme un effet de l'évolution des étoiles, et comme un paramètre stellaire. Dans le chapitre 3, seront décrites les méthodes d'observation qui permettent de mesurer la rotation et je montrerai comment ces méthodes ont été appliquées dans le cadre de cette thèse, dans le but d'augmenter l'échantillon de vitesses de rotation connues. En particulier, des campagnes d'observations ont été menées pour déterminer avec précision les vitesses des rotateurs lents dans les amas jeunes α Persée et les Pléiades. Dans le chapitre 4, je traiterai le problème de l'analyse des données dans le cas des mesures de $v \sin i$ et l'appliquerai à ces amas : une méthode statistique permet de s'affranchir du paramètre inconnu qu'est l'inclinaison de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée ($\sin i$). Enfin, le chapitre 5 sera la présentation d'un modèle d'évolution du moment cinétique qui prend en compte les effets relatifs à l'évolution de la rotation, en particulier un découplage entre le coeur radiatif et l'enveloppe convective qui paramétrise la rotation différentielle en fonction du rayon. Des comparaisons avec les observations seront faites afin de contraindre les paramètres du modèle.

Chapitre 1

FORMATION ET ÉVOLUTION DES ÉTOILES: GÉNÉRALITÉS

Sommaire

1.1	La formation des étoiles et les proto-étoiles	7
1.2	La ligne des naissances et les tracés évolutifs de la pré-séquence principale	10
1.3	Les étoiles T Tauri	11
1.4	La séquence principale	13
1.5	Les populations stellaires	15
1.6	Résumé: contexte de l'étude	15

Le but de ce premier chapitre n'est pas de faire une description exhaustive de la formation et de l'évolution des étoiles, mais d'en présenter les grandes lignes, afin de préciser le contexte de cette étude.

1.1 La formation des étoiles et les proto-étoiles

Les étoiles naissent au sein de nuages moléculaires qui, sous l'effet d'une instabilité, s'effondrent. Le nuage se morcelle pour créer des petites structures qui se contractent à leur tour. Des surdensités apparaissent, à l'intérieur desquelles la matière tombe en chute libre. Dans le modèle standard, les couches centrales s'effondrent en premier et forment un cœur en équilibre hydrostatique sur lequel la matière du nuage continue de tomber (voir Shu, 1987, pour une revue détaillée sur la formation des étoiles). Cette phase, qui dure environ 10 mille ans, est appelée phase principale d'accrétion. En même temps, une accrétion dans le plan équatorial forme un disque de matière autour de la proto-étoile. Dans la deuxième phase, l'accrétion se produit uniquement dans le plan équatorial, à partir du disque.

Ces deux phases correspondent respectivement aux objets appelés classe 0 et classe I (voir figure 1.1). Les classes 0 sont des objets pré-stellaires qui montrent une distribution d'énergie froide, et une forte émission continue dans le domaine millimétrique, indice d'un environnement circumstellaire massif. Les photons émis dans la zone d'accrétion sont absorbés par l'enveloppe de poussière externe et réémis dans le domaine millimétrique. Les objets de classe I ont été détectés dans l'infra-rouge. Ils ont une enveloppe de poussière réduite, ce qui leur donne un statut évolutif avancé par rapport à celui des classes 0. Mais l'enveloppe est encore trop épaisse pour que ces objets puissent être observables en optique. Ces proto-étoiles, les classes 0 comme les classes I ont été observées dans des nuages tels que le Taureau, Orion ou encore ρ Ophiuchus (voir par exemple André, 1995)

Les observations ont montré qu'un grand nombre de ces proto-étoiles, les classes 0 comme les classes I, sont les sources de jets de matière collimatés bipolaires qui s'éloignent du centre à des vitesses de quelques centaines de km.s^{-1} . Ces jets sont également associés à des zones de chocs, que l'on nomme objets de Herbig-Haro (ou objets HH) et à des flots moléculaires de plus faible vitesse entraînés par le jet. Ces phénomènes sont les manifestations des interactions entre les jets et le milieu environnant. Des observations faites à 1,3 mm de la raie de rotation ($J=2 \rightarrow 1$) du monoxyde de carbone montrent que les classes 0 ont des flots moléculaires plus puissants que les classes I (Bontemps *et al.* 1996), signe que la puissance des jets diminue avec le temps.

Un certain nombre de jets ont été observés parmi les étoiles jeunes grâce à différentes techniques : observations des raies interdites qui sont la signature de chocs, interférométrie, spectro-imagerie, observations infra-rouges ou millimétriques. Cette somme d'informations permet de mieux comprendre les mécanismes de formations, la dynamique, la composition de ce type d'objets. La figure 1.2 montre l'exemple classique du jet collimaté de HH34. Seule la composante sud du jet est visible, par contre les chocs en arc de cercle, qui sont le résultat de l'interaction de la tête du jet avec le milieu circumstellaire, sont bien visibles. Les jets émis par les proto-étoiles ont des vitesses très importantes, de plusieurs centaines de km.s^{-1} , et peuvent s'étendre sur de grandes échelles spatiales (plusieurs milliers d'unités astronomiques¹). Beaucoup de publications existent sur les jets : on peut citer par exemple Lada (1985), Mundt (1988) ou Reipurth (1989, 1991 et 1997)

Parmi les proto-étoiles, on voit déjà se dessiner une séquence évolutive : pour l'instant l'évolution est dominée par l'accrétion, que ce soit une accrétion sphérique ou équatoriale. Intéressons nous maintenant à l'évolution du cœur lui-même.

Les calculs numériques effectués par Stahler *et al.*, en 1980, supposent une accrétion sphérique avec un taux d'accrétion de $10^{-5} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. Le cœur proto-stellaire reste radiatif jusqu'au démarrage des réactions nucléaires du deutérium, vers $0,3 M_{\odot}$ ¹ (c'est à dire lorsque la température centrale atteint 10^6K). Pour évacuer ce surplus d'énergie, une zone convective se développe, jusqu'à ce que la proto-étoile devienne complètement convective, vers $0,5 M_{\odot}$.

1. Les valeurs des quantités relatives au Soleil sont données dans l'annexe A

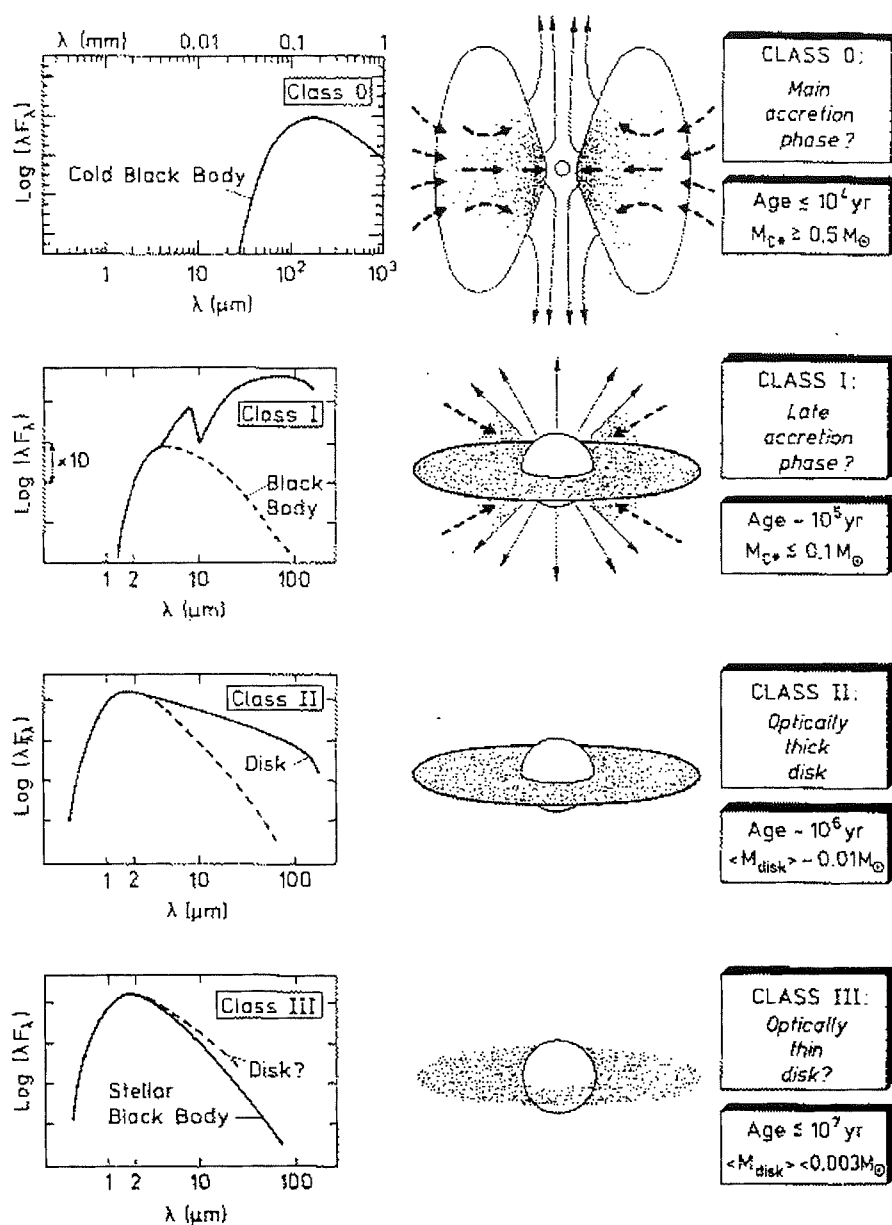


FIG. 1.1 – Séquence évolutive des étoiles de faible masse et leur distribution spectrale. André 1994.

Les simulations font ensuite durer l'accrétion jusqu'à ce que le cœur atteigne une masse (arbitraire) de $1 M_{\odot}$.

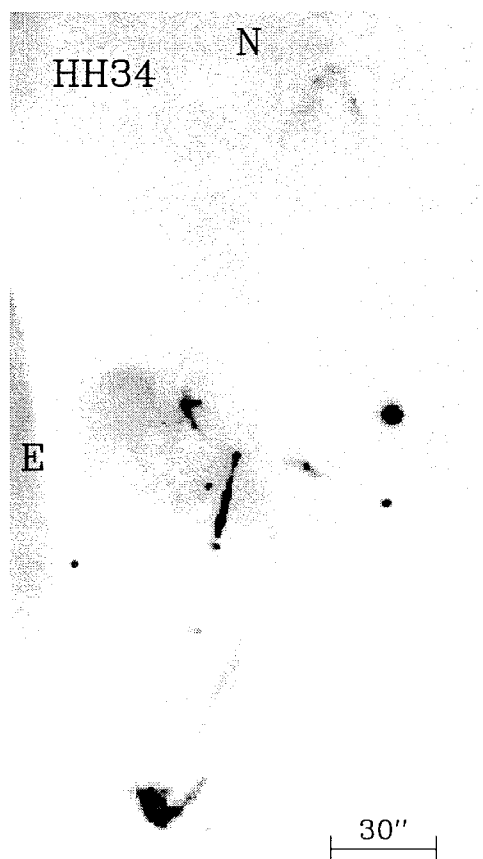


FIG. 1.2 – Source HH34 et ses jets. On voit clairement le jet collimaté sud et les chocs en arc de cercle (objets HH) sud et nord. La source du jet n'est pas visible ici. Figure fournie par J. Eislöffel.

1.2 La ligne des naissances et les tracés évolutifs de la pré-séquence principale

Dans son article, Shu (1987) montre que pour une étoile de masse donnée, complètement convective, il existe un rayon unique pour lequel les réactions du deutérium s'initieront. Ce couple masse-rayon définit dans le diagramme HR la ligne des naissances ("birthline" en anglais, Stahler 1983). L'explication physique donnée est la suivante : lorsque, sous l'effet de la contraction, la température centrale du coeur atteint 1 million de degrés, les réactions nucléaires du deutérium s'enclenchent. L'énergie libérée est alors suffisante pour compenser la contraction. D'autre part, la température centrale n'augmente plus et la quantité d'énergie évacuée reste constante. Il en est donc de même de l'énergie d'accrétion, ce qui signifie que le rapport masse/rayon doit rester constant (Stahler 1988), bien que la masse, elle, augmente. Pour que l'étoile apparaisse sur le diagramme HR, et donc devienne visible, d'après Stahler l'accrétion doit cesser rapidement (en un temps de 10^4 ans). Il suppose que les flots observés autour des proto-étoiles sont à l'origine de la dispersion de la matière du nuage initial.

Shu (1987) propose une autre explication à l'arrêt de l'accrétion. L'énergie libérée par la fusion du deutérium entraîne la convection, qui couplée à la rotation développe un effet dynamo (voir paragraphe 2.3.4). Le champ magnétique ainsi créé est à l'origine d'un vent stellaire qui inverse le processus d'accrétion et dissipe la matière circumstellaire. La fin de

l'accrétion fixe la masse de l'étoile, et la dissipation de l'enveloppe circumstellaire permet au rayonnement optique de l'étoile de nous parvenir. Les codes numériques d'évolution stellaire de la phase pré-séquence principale commencent avec une sphère de gaz complètement convective et en contraction. La fusion du deutérium dure quelques 10^5 ans, phase pendant laquelle la contraction est pratiquement stoppée.

Au bout de 100 000 ans, une étoile de $1 M_{\odot}$ a alors un rayon de $6 R_{\odot}$. Sous l'effet de la contraction, son rayon diminue, sa température effective est constante, sa luminosité diminue. Dans le diagramme de Hertzsprung-Russel cette phase est représentée par une ligne quasi-verticale nommée le tracé de Hayashi (figure 1.3). Lorsque la température centrale atteint $4 \cdot 10^6$ K, vers 2 millions d'années pour une étoile de $1 M_{\odot}$, un peu plus tard pour les étoiles moins massives, la partie interne devient radiative. Le cœur radiatif se développe tout au long de la pré-séquence principale. Lorsque 80% de la masse devient radiative, l'enveloppe est suffisamment mince pour être transparente au rayonnement, ce qui provoque une augmentation de la luminosité et de la température effective, et se traduit par un coude dans le tracé de Hayashi.

Le traitement des processus physiques qui permet de déterminer les tracés d'évolution des étoiles peut différer suivant les auteurs des codes d'évolution : traitement de la convection, du transfert radiatif, choix de l'équation d'état du gaz, des opacités ... ce qui entraîne des variations entre les différents tracés que l'on trouve dans la littérature, par exemple : Forestini (1994), D'Antona et Mazitelli (1994), Swenson *et al.* (1994), D'Antona (1993, pour une étude de l'influence des paramètres sur la position des tracés dans le diagramme HR). Des différences importantes interviennent dans les tracés, en fonction de la physique utilisée et ces différences sont d'autant plus importantes que la masse est petite (voir Siess, Forestini et Dougados 1997 ou Siess 1996 pour une comparaison entre les tracés). En dessous de $0,5 M_{\odot}$, les tracés sont encore très incertains : l'équation d'état pour des températures faibles est mal connue. Le groupe de Lyon, G. Chabrier et I. Baraffe, s'est attaché à définir l'équation d'état des étoiles de faible masse ($0,07-0,6 M_{\odot}$) et à calculer leurs tracés évolutifs (Baraffe *et al.* 1995). D'autres effets sont également à prendre en compte dans l'évolution pré-séquence principale : Siess (1996) a ajouté les effets de l'accrétion par un disque circumstellaire et le groupe de Yale (Guenther *et al.* 1992) a mis au point un code d'évolution qui inclu les effets de la rotation sur la structure interne.

1.3 Les étoiles T Tauri

Les objets stellaires qui correspondent à l'apparition des étoiles de faible masse dans le diagramme HR font partie de la classe des T Tauri, du nom d'une étoile type du nuage du Taureau (voir Bertout 1989, pour une revue sur les T Tauri).

1.3.1 Les étoiles T Tauri classiques (CTTS)

Les étoiles T Tauri ont été classées pour la première fois par Joy en 1946. Herbig, en 1962, a donné les critères spectroscopiques suivants, critères encore utilisés de nos jours : présence dans le spectre en émission des raies de Balmer, des raies de fluorescence de FeI à 4063 et 4132 Å, des raies interdites de [OI] ou [SII], et dans le spectre en absorption de la raie de LiI 6707 Å. On observe également un remplissage du spectre en absorption (c'est à dire une émission superposée au spectre en absorption), et un continu superposé à celui de l'étoile (en anglais ce phénomène est désigné par "veiling"). Leur masse est inférieure à $3 M_{\odot}$. Leur photométrie montre l'existence de fortes variations irrégulières dans tous les domaines de longueur d'onde et sur différentes échelles de temps, allant de quelques heures à plusieurs années. On note aussi l'existence dans le spectre d'un continu additionnel : excès dans l'infra-rouge et l'ultra-violet, associés à la présence d'un disque d'accrétion circumstellaire. L'émission UV, comme le remplissage de certaines raies, est expliqué par la présence d'une couche limite entre un disque d'accrétion et la surface de l'étoile. De plus ces étoiles montrent des signes importants d'activité par leur émission dans le domaine X, et l'émission des raies du calcium (Ca II H&K) produites dans la chromosphère. Un autre indice d'une importante activité magnétique est la présence de taches photosphériques sombres, de même nature que les taches solaires (voir paragraphe 3.1.1), qui peuvent recouvrir une fraction importante de la surface stellaire (jusqu'à 40% du disque, Joncour *et al.* 1994). De plus, la présence de taches photosphériques brillantes, plus chaudes que le reste du disque, est expliquée par une accrétion non continue le long de colonnes d'accrétions : la matière suit les lignes de champs pour tomber en chute libre sur l'étoile (Edwards *et al.* 1994, Edwards 1995, Hartmann *et al.* 1994). Les taches chaudes sont donc des zones de choc.

Les étoiles pour lesquelles on observe tous les signes caractéristiques décrits précédemment sont les T Tauri dites classiques (CTTS). Les observations de certaines de ces étoiles par le télescope spatial Hubble, avec sa caméra grand champs, ont permis de "voir" le disque de certaines étoiles. McCaughrean et O'Dell (1996), par exemple montrent les disques trouvés autour d'étoiles de la nébuleuse d'Orion. Des masses de disque entre $6, 10^{26}$ et $4, 10^{30}g$ (entre 3.10^{-7} et $2.10^{-3} M_{\odot}$) ont pu être mesurées. Des jets sont également associés aux étoiles T Tauri. Ces jets, le pendant des jets des proto-étoiles, sont nommés micro-jets parce qu'on les observe seulement sur des échelles dix fois plus petites (Solf 1997, Lavalley *et al.* 1997)

Toutes les étoiles CTTS ont des vitesses de rotation comprises entre 10 et 30 km.s^{-1} , ce qui correspond à des périodes de rotation de quelques jours, avec une période moyenne de 8-10 jours (Bouvier *et al.* 1986, Hartmann *et al.* 1987).

1.3.2 les T Tauri à faibles raies d'émission

Une autre classe de T Tauri, appelée WTTs pour Weak-line TTS a été mise en évidence dans le domaine de rayons X. Ces WTTs sont caractérisées par une faible émission de $H\alpha$ avec

une largeur équivalente de raie ($W[H\alpha]$) inférieure à 5 \AA . Contrairement aux CTTS, on n'observe pas de taches chaudes à la surface des WTTS, mais seulement des taches froides, de type solaire, qui sont le signe d'un processus dynamo important (voir le paragraphe 2.3.4). Ces étoiles n'ont plus de disque, ou plutôt n'ont plus de disque optiquement épais. Les mesures de vitesse de rotation de ces étoiles nous apprennent que la rotation des WTTS est différente de celle des CTTS : la vitesse d'une CTTS est en moyenne deux fois plus petite que celle d'une WTTS (Bouvier *et al.* 1993, Edwards *et al.* 1993, Choi et Herbst 1996).

Tous ces indices nous montrent l'importance de la présence d'un disque d'accrétion : les interactions entre le disque et l'étoile sont à l'origine de phénomènes violents comme l'accrétion et l'éjection. En ce qui concerne la rotation, le rôle du disque d'accrétion est discuté dans la section 2.2.3. La figure 1.1 résume les différents stades d'évolution et donne le spectre correspondant : la classe II correspond aux étoiles CTTS, la classe III, aux WTTS

1.3.3 Les étoiles Post T Tauri

Les étoiles T Tauri, classiques ou *weak*, sont présentes dans le diagramme HR sur les tracés de Hayashi, à des âges de quelques millions d'années. Pour une étoile de $1 M_{\odot}$, le temps de contraction est de quelques dizaines de millions d'années. Il doit donc exister des étoiles à des âges intermédiaires entre les T Tauri et la séquence principale (Herbig, Vrba et Rydgren, 1986). On s'attend à ce que ces étoiles, les Post T Tauri, soient moins facilement détectables que les T Tauri, car étant plus évoluées que ces dernières, elles ne montrent plus les signes d'activité importantes qui les caractérisent.

Les premières recherches de PTTS ont été effectuées par Jones et Herbig (1979) dans les régions de formation d'étoiles le Taureau et Orion sur la base de mouvements propres. D'autres auteurs ont effectué des recherches systématiques dans différentes raies spectrales caractéristiques des T Tauri (Herbig, Vrba et Rydgren, 1986, Feigelson et Kriss, 1983 par exemple), mais aucune de ces recherches n'ont abouti à des détections importantes.

C'est leur flux dans le domaine des rayons X qui a permis de détecter les PTTS, d'abord par le satellite Einstein (voir Feigelson 1984, Walter 1984), puis par le satellite ROSAT (Krautter 1996). Ces sources X ont été classées comme pré-séquence principale sur critères de leur abondance en lithium, et de leur place dans le diagramme HR (Feigelson, Giampapa et Vrba, 1991, Montmerle *et al.* 1993) mais apparaissent effectivement plus âgées que les étoiles CTTS et WTTS.

1.4 La séquence principale

Une phase importante de la vie d'une étoile est son arrivée sur la séquence principale. Des changements importants interviennent dans l'évolution interne de l'étoile. La température au centre de l'étoile atteint une valeur suffisante pour démarrer les réactions nucléaires de fusion du carbone azote (CN). Il apparaît alors un second cœur convectif, ce qui provoque le deuxième

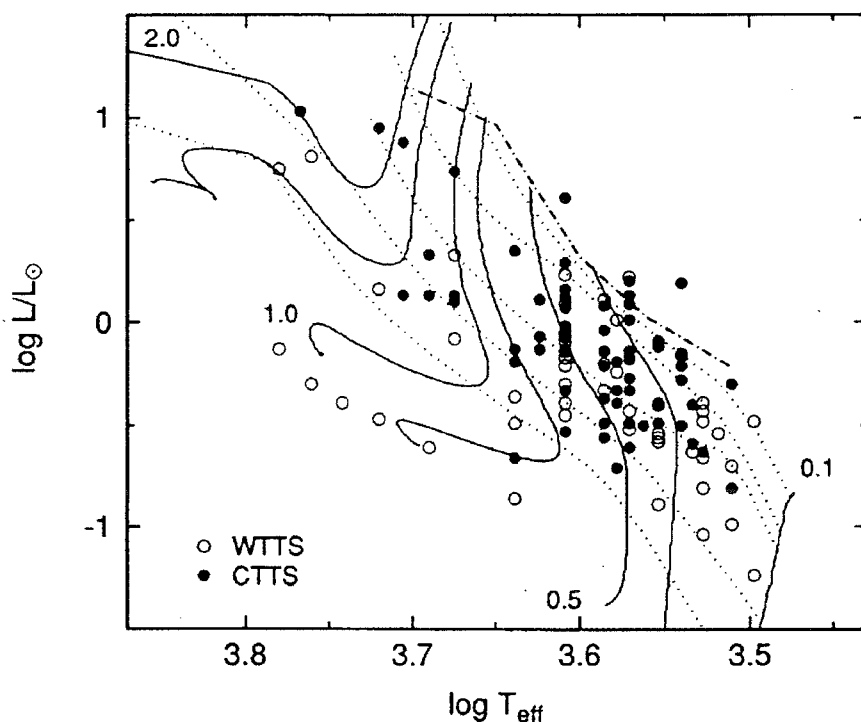


FIG. 1.3 – Diagramme HR des étoiles T Tauri du complexe Taurus-Aurigae. Les lignes pointillées représentent les isochrones 10^5 , $3 \cdot 10^5$, 10^6 , $3 \cdot 10^6$ et 10^7 ans. Les tracés ont été représentés pour 0,1, 0,3, 0,5, 0,8, 1,0 et $1,5 M_{\odot}$. Les cercles pleins sont les étoiles CTTS, les cercles vides les WTTS (d'après Kenyon et Hartmann 1995).

coude dans le diagramme HR (le premier coude étant l'apparition du cœur radiatif). L'épuisement progressif du combustible carbone (^{12}C) provoque la contraction du cœur radiatif. Dans le cas d'une masse supérieure à $1,2 M_{\odot}$, l'étoile se stabilise dans la séquence principale avec le cycle CNO (Carbone, Azote, Oxygène) et garde un cœur radiatif. Pour les étoiles moins massives, le cœur convectif disparaît et la chaîne proton-proton permet l'équilibre radiatif ainsi que l'arrêt de la contraction. Pendant la phase séquence principale, qui dure quelques milliards d'années pour une étoile de $1 M_{\odot}$, les observations nous apprennent que les étoiles ont des vitesses de rotation très faibles de l'ordre de quelques km.s^{-1} . Parmi les Hyades, toutes les étoiles entre 0,7 et $1,1 M_{\odot}$ tournent à des vitesses faibles de quelques km.s^{-1} (Radick *et al.* 1987). Le Soleil tourne sur lui-même en 27 jours, ce qui correspond à une vitesse à l'équateur d'environ 2 km.s^{-1} . Les étoiles de la séquence principale de type solaire (type spectral G) tournent toutes à des vitesses très faibles (voir Smith 1979, Baliunas *et al.* 1983, Soderblom 1983, 1985 ou encore Gray 1984).

1.5 Les populations stellaires

Les populations stellaires correspondant aux différentes phases décrites plus haut sont rappelées ici.

Les régions de formation d'étoiles les plus étudiées dans lesquelles on trouve des CTTS et des WTTS sont ρ Ophiuchus (voir par exemple Carkner 1995), le Taureau (Strom et Strom 1994, Casanova *et al.* 1995), toutes les deux situées à 150pc, et Orion situé à 450pc (Gagné, Caillault et Stauffer 1995).

Les PTTS se trouvent typiquement dans ou à proximité des régions de formation d'étoiles telles que le Caméléon (Lawson, Feigelson et Huenemoerder 1996, Hughes et Hartigan, 1992) et Lupus (Krautter *et al.* 1997).

α Persée et les Pléiades sont des amas bien connus de l'hémisphère nord et qui se situent à la phase critique de l'arrivée sur la séquence principale (voir chapitre 3). L'âge du premier a été estimé à 30-50 millions d'années, tandis que le second est un peu plus vieux : 80-100 millions d'années. De ce fait les étoiles de type solaire dans ces amas arrivent sur la séquence principale, les étoiles F sont déjà sur la séquence principale, tandis que les étoiles K et M ne sont pas encore arrivées. On connaît également l'amas IC4665, à peu près aussi vieux que α Persée, mais beaucoup moins peuplé (voir Prosser 1993). Les amas de l'hémisphère sud IC2602 et IC2391 sont âgés d'environ 30 millions d'années (voir les études par Stauffer *et al.* 1997). L'amas Blanco I, encore appelé ζ *Sculptoris*, est plus jeune que les Pléiades (voir Westerlund *et al.* 1988). Tous ces amas permettent d'échantillonner l'arrivée sur la séquence principale des étoiles de masses comprises entre 0,6 et 1,1 M_{\odot} .

Des amas plus âgés permettent également l'étude des étoiles de masse solaire de la séquence principale : les Hyades (600 millions d'années, Eggen 1985), M34 (encore appelé NGC 1039, 250 millions d'années, Jones et Prosser 1996), M7 (NGC 6475, 220 millions d'années, Prosser *et al.* 1995, Giesking 1985). L'avantage des amas par rapport aux étoiles dites "du champ" est qu'il est beaucoup plus facile de dater un amas qu'une étoile seule, donc de connaître l'âge des étoiles.

1.6 Résumé: contexte de l'étude

Tous les éléments sont posés pour comprendre le contexte de l'étude présentée ici. On s'intéressera aux étoiles pré-séquence principale et séquence principale, depuis les T Tauri (soit 1 million d'années), jusqu'au soleil (4,5 milliards d'années). Le domaine de masse considéré est celui des étoiles de type solaire, et un peu moins massives : typiquement entre 0,5 et 1,2 M_{\odot} . Pour les masses supérieures à 1,2 M_{\odot} , l'enveloppe convective est négligeable, et il subsiste un cœur convectif, ce qui fait que les processus qui entrent en jeu dans l'évolution rotationnelle sont différents pour ce domaine de masse. En dessous de 0,5 M_{\odot} , la physique est encore trop mal connue pour que les codes d'évolution soit fiables et les données ne sont

pas suffisantes pour contraindre les modèles. Enfin, on se limitera au cas des étoiles simples qui évoluent sans l'influence d'un compagnon.

Les différents objets observés sont les T Tauri, classiques, ou weak-line, que l'on trouve dans les associations du Taureau et d'Orion, les post T Tauri qui forment une population éparsée dans le Caméléon et Lupus, les amas jeunes de l'arrivée sur la séquence principale, comme α Persée et les Pléiades, et aussi des amas plus âgés tel que M34, M7 et les Hyades. Finalement on fera référence au Soleil comme une étoile représentative de la séquence principale.

Dans le chapitre suivant, nous allons regarder comment la rotation intervient au cours de la formation et de l'évolution de ces étoiles.

Chapitre 2

LA ROTATION

Sommaire

2.1	Historique	17
2.2	L'évolution de la rotation des étoiles de faible masse: observations et théorie	20
2.3	La rotation comme paramètre stellaire	26
2.4	Les problèmes posés par les observations	32

Ce chapitre est consacré à l'évolution de la rotation des étoiles de faibles masses. Dans un premier temps, je présente un historique sur la rotation des étoiles. Ensuite, je décris l'évolution de la rotation d'une étoile, lorsqu'elle traverse les différentes phases décrites dans la première partie: les phases pré-séquence principale et séquence principale. Les aspects observationnels et théoriques sont mis en regard afin de mieux saisir les enjeux de l'étude de la rotation. Ensuite la rotation est présentée comme un paramètre stellaire et est liée aux autres paramètres stellaires: la rotation différentielle de surface, les abondances en éléments légers, l'activité chromosphérique et le champ magnétique.

2.1 Historique

Avant les années 70, ce qu'on savait sur la rotation des étoiles était limité aux étoiles massives (Kraft 1970). Les étoiles massives tournent vite (autour de 150 km.s^{-1}). La distribution des vitesses des étoiles B et A peut être reproduite par une maxwellienne. La "loi de Kraft", loi empirique, donne le moment cinétique spécifique (moment cinétique par unité de masse) en fonction de la masse: $\frac{J}{M} \propto M^{0.6}$. Parmi les étoiles F, la rotation diminue avec la masse et pour les étoiles de type F tardif, la rotation diminue avec le temps, signe d'une perte de moment cinétique. On savait aussi que les axes de rotation des étoiles ne suivent pas une direction privilégiée mais semblent distribués aléatoirement. Enfin, sur la rotation des étoiles G du champ, on savait seulement que leur vitesse de rotation était inférieure à 25 km.s^{-1} ,

les limites de résolution instrumentales ne permettant pas de mesurer des vitesses si petites pour des étoiles si faibles.

C'est Skumanich, en 1972, qui le premier a cherché une loi d'évolution de la rotation, liée à l'émission des raies de calcium H et K, en fonction de l'âge de l'étoile. Il s'est servi des données des étoiles de type G des Pléiades et des Hyades, ainsi que du Soleil, et a remarqué que les vitesses de rotation suivaient une loi en $t^{-\frac{1}{2}}$. Smith, en 1979, confirme la loi de décroissance de Skumanich par des observations de vitesses de rotation de 23 étoiles de type solaire. Et de même, en 1982, Soderblom utilise un échantillon beaucoup plus large de 80 étoiles de type solaire et confirme à nouveau la loi de Skumanich. Toutefois les observations montrent une importante dispersion autour de cette loi.

Par contre, cette loi fut mise en défaut par les observations d'étoiles T Tauri. Vogel et Kuhl (1981) ont trouvé que les étoiles T Tauri avaient toutes des vitesses de rotation en dessous de la limite de détection de leur instrument, 30 km.s^{-1} . L'extrapolation de la loi de Skumanich aux âges des T Tauri mène à des vitesses beaucoup plus grandes que celles effectivement observées. A peu près en même temps, Van Leeuwen et Alphenaar (1982) découvrent des rotateurs extrêmement rapides parmi les étoiles K de l'amas des Pléiades (vitesses de rotation de l'ordre de 100 km.s^{-1}). L'existence de ces rotateurs rapides était tout à fait en contradiction avec la loi de décroissance temporelle de Skumanich.

Dans les années suivantes, Soderblom *et al.* (1983), Stauffer *et al.* (1984) confirment l'existence de rotateurs rapides parmi les étoiles K des Pléiades et étendent l'étude aux autres masses. Les étoiles M montrent également de grandes vitesses de rotation. Par contre les étoiles G ont des vitesses plus faibles. Ils observent également l'amas α Persée et découvrent qu'il existe des rotateurs rapides pour tous les types spectraux : G, K et M. En même temps, ils trouvent que dans les Pléiades, plus de la moitié des étoiles ont des vitesses de rotation en dessous de 10 km.s^{-1} .

En 1981, Benz et Mayor proposent une nouvelle méthode de mesure des vitesses de rotation : la corrélation de spectre (voir chapitre 3) qui permet de mesurer les vitesses ($v \sin i$) des étoiles de magnitudes 11 à 13 avec une bonne précision. En 1984, Benz, Mayor et Mermilliod publient les résultats des observations de vitesses de rotation dans les amas Hyades, Pléiades, Praesepe et Coma Berenice. Ils ont observé essentiellement des étoiles de type F et G, et quelques étoiles K dans les Hyades et Coma Ber, et trouvent une forte décroissance des vitesses avec la masse. Ils utilisent une méthode statistique permettant de déterminer les distributions de vitesses équatoriales (corrigées du $\sin i$) à partir des vitesses observées (voir chapitre 4 pour la description de la méthode d'inversion). Ils trouvent que la loi de décroissance des vitesses en $t^{-1/2}$ ne reproduit pas bien les observations. Enfin, pour les étoiles d'indice de couleur $(B-V)_0 > 0,6$ (masse inférieure à $1 M_{\odot}$), ils trouvent que les vitesses de rotation ne montrent plus une décroissance avec la masse, mais semblent au contraire devenir plus grandes quand la masse diminue. Toutefois, le nombre d'observations est faible et ils concluent à la possibilité d'une erreur d'interprétation sur le résultat de la corrélation.

En 1991, Mayor et Mermilliod proposent une alternative à la loi de Skumanich grâce à des déterminations précises de vitesses d'étoiles G des Pléiades, des Hyades et de Praesepe. Ils trouvent qu'une loi $\frac{dV}{dt} = -AV^2$ est en accord avec les observations, tant que les vitesses considérées sont en dessous de 15 km.s^{-1} , alors que la loi de Skumanich prédit $\frac{dV}{dt} \propto V^3$.

Dans la deuxième moitié des années 80, un nombre important de campagnes d'observations sont menées pour déterminer les vitesses de rotation dans les Pléiades, dans α Persée, dans IC2391 (voir Stauffer 1991 pour une revue). A la fin des années 80, une quantité importante de données étaient collectées dans les amas. Il faut noter, entre autres, les observations de Radick *et al.* (1987) qui mesurèrent les périodes de rotation des membres des Hyades. Ils ont trouvé que toutes les étoiles ont une vitesse très faible de quelques km.s^{-1} et ont mis en évidence une étroite relation entre la masse et la vitesse sur la séquence principale : plus la masse est faible, plus la vitesse est petite.

En ce qui concerne les étoiles de la pré-séquence principale, en 1991, on recense 150 usini connus, aussi bien des T Tauri classiques, Weak-line et des étoiles de Herbig (étoiles de la pré-séquence principale de masse supérieure à $3 M_{\odot}$). Bouvier (1991) passe en revue les principales conclusions tirées de ces observations. Les propriétés rotationnelles des étoiles semblent identiques d'une région de formation à l'autre. Les axes de rotation semblent aléatoirement répartis. Les vitesses des T Tauri sont comprises entre 10 et 30 km.s^{-1} , et, à masse donnée, la vitesse est en moyenne dix fois plus petite que la vitesse de rupture¹. Les CTTS et WTTS semblent avoir des vitesses comparables. De plus, des observations menées dans Orion par Duncan (1991) montrent qu'il existe des étoiles pré-séquence principale qui conservent une faible vitesse de rotation pendant quelques millions d'années.

Un autre aspect a connu un développement important au cours des années 80 : celui de l'héliosismologie qui permis, en particulier, de sonder l'intérieur du Soleil. En 1991, Gough présente un résumé des connaissances acquises sur la rotation interne du Soleil. La rotation différentielle observée à la surface se propage dans toute la zone convective. A l'intérieur de la zone radiative, par contre, la rotation est indépendante de la latitude et reste à peu près constante jusqu'à un rayon interne de $0,2 R_{\odot}$.

En 1991 se tenait le premier colloque dédié exclusivement à l'évolution du moment cinétique des étoiles jeunes. L'abondance de nouvelles données sur la rotation des étoiles pré-séquence principale au cours des années 80 permettait d'envisager les études d'un certain nombre de points liés à l'évolution des étoiles : la distribution initiale de moment cinétique, l'évolution et le transport du moment cinétique, la rotation interne, l'abondance de surface en lithium et sa diffusion dans l'étoile, l'activité magnétique et le freinage par vent. Depuis, entre le début et le milieu des années 90, les observations se sont affinées, les modèles ont connu un développement spectaculaire, et les théories ont permis de comprendre un certain nombre d'aspects : sur la perte de moment cinétique des étoiles T Tauri, la coexistence de

1. La vitesse de rupture est définie par la vitesse à laquelle, la force centrifuge compense la gravité. La surface de l'étoile n'est alors plus gravitationnellement liée,

rotateurs lents et rapides à l'arrivée sur la séquence principale et le freinage brusque des rotateurs rapides, et enfin sur le profil rotationnel du Soleil. Dans la partie suivante, je présente l'évolution de la rotation des étoiles telle qu'elle est connue actuellement, à la lueur des nouvelles données.

2.2 L'évolution de la rotation des étoiles de faible masse : observations et théorie

2.2.1 La rotation du nuage initial

Le moment angulaire des étoiles provient du nuage qui leur a donné naissance. Des mesures de rotation et de moment cinétique ont été menées dans les nuages moléculaires et montrent que la quantité de moment cinétique dépend de la taille considérée (voir Bodenheimer 1991). Il semble que plus la taille est grande et plus le moment cinétique spécifique (moment cinétique par unité de masse) est grand. Dans le nuage du Taureau, la rotation d'un coeur de l'ordre du dixième de parsec est de l'ordre de $10^{-14} \text{ rad.s}^{-1}$ (Heyer 1988). Le moment cinétique spécifique correspondant est de $10^{21} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Dans les nuages de plus grande échelle (de l'ordre de 1pc) les valeurs du spécifique sont plus grandes : $10^{23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

2.2.2 la perte de moment cinétique proto-stellaire

Si on tient compte de la quantité de moment cinétique contenu dans une unité de matière du nuage initial, et par conservation du moment cinétique, la proto-étoile devrait avoir une vitesse de rotation proche de sa vitesse de rupture (de l'ordre de 300 km.s^{-1}).

Dans les étoiles T Tauri, les vitesses de rotation sont de quelques dizaines de km.s^{-1} , soit un dixième de la vitesse de rupture, ce qui correspond à un moment cinétique spécifique de $10^{17} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. Dans le cas de binaires, le moment cinétique spécifique orbital est de l'ordre de 10^{19} à $10^{20} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour les binaires écartées (période de 10 ans), et 10^{18} à $10^{19} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ pour les binaires serrées. Si on tient compte du moment cinétique contenu dans une étoile entourée d'un disque d'accrétion étendu (100 UA), la différence avec le nuage initial n'est plus que d'un ordre de grandeur.

Les étoiles T Tauri simples tournent à une vitesse beaucoup trop petite compte tenu de la conservation du moment cinétique contenu dans le nuage initial. Un mécanisme de freinage suggéré est la perte de moment cinétique dans les jets fortement collimatés et les flots bipolaires que l'on observe autour des objets protostellaires et qui sont créés par le disque d'accrétion (voir paragraphe 1.1). En fait, le problème est essentiellement de trouver un mécanisme de transfert efficace de moment cinétique vers ce qui peut évacuer le moment cinétique : le disque d'accrétion et les jets bipolaires. Le processus serait le même que celui proposé pour expliquer les jets extra-galactiques observés autour des noyaux actifs de galaxies : des structures d'accrétion – éjection (Ferreira et Pelletier, 1995).

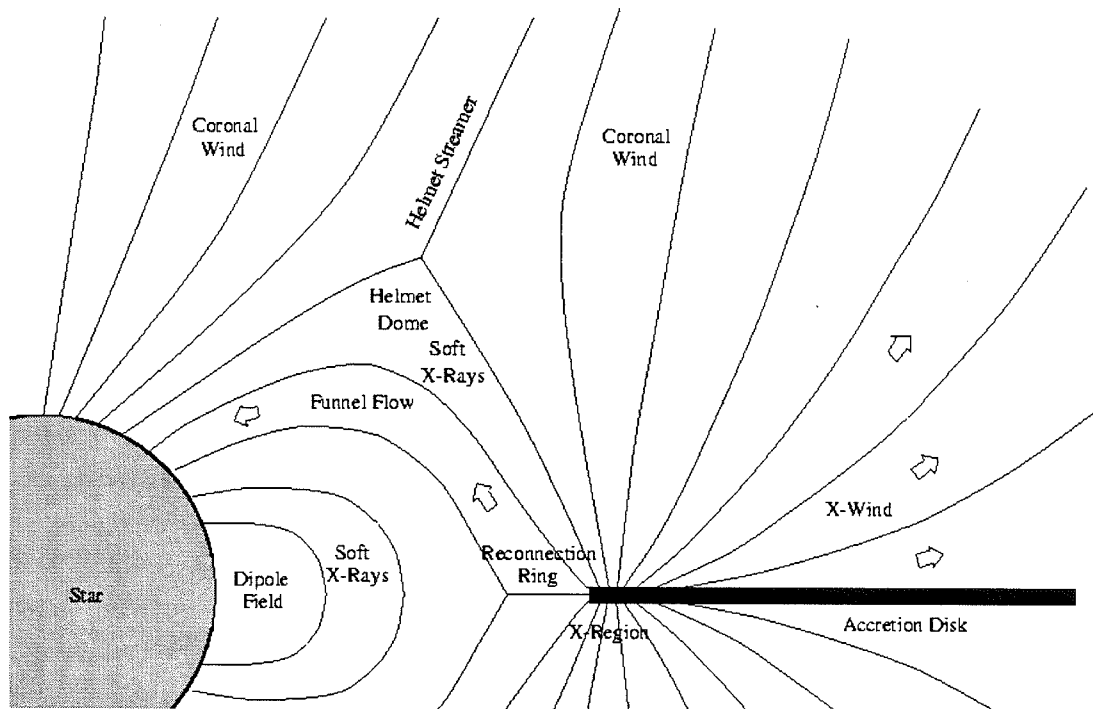


FIG. 2.1 – Modèle de couplage entre le disque et l'étoile d'après Shu & Shang(1997).

Des modèles récents ont été développés pour rendre compte de la perte de moment cinétique des objets jeunes. Dans ces modèles, le champ magnétique joue un rôle important, même si les configurations magnétiques changent suivant les auteurs. Les modèles les plus aboutis sont ceux de Shu *et al.* (1994), de Wardle & Konigl (1993) ou encore de Ferreira & Pelletier (1995). La figure 2.1 montre une configuration magnétique (d'après Shu et Shang, 1997) du modèle dit de vent-X : le champ de la protoétoile est supposé dipolaire, et généré par une processus dynamo (ce qui suppose un coeur convectif, voir section 2.3.4), et une partie du champ primordial du nuage moléculaire est gelé dans la matière du disque.

Ferreira, Pelletier et Appl (1997) proposent une configuration magnétique légèrement différente, capable de produire les jets bipolaires observés à partir d'un disque d'accrétion. Dans leur modèle, la formation des jets est aussi à l'origine d'un freinage efficace des protoétoiles.

2.2.3 Le rôle du disque d'accrétion : la distinction CTTS/WTTS

Les faibles vitesses de rotation des étoiles T Tauri (Bouvier et al. 1986, Hartmann *et al.* 1986, Hartmann et Stauffer 1989) posaient différents problèmes. La question de la conservation du moment cinétique du nuage proto-stellaire a été résolue grâce aux théories d'accrétion-éjection : la protoétoile perd une grande quantité de son moment cinétique dans des jets, avant de devenir visible.

En 1989, Hartmann et Stauffer considèrent une CTTS qui accrète de la matière depuis son disque à un taux d'accrétion de $10^{-7} M_{\odot}$ /an. Ils calculent que l'apport de moment cinétique par la matière accrétée doit accélérer l'étoile jusqu'à la moitié de la vitesse de rupture, sur un temps très court de 1 million d'années, ce qui contredisait les observations. Même sans accrétion, sous l'effet de la contraction, l'étoile doit accélérer.

Or, en 1979, Ghosh et Lamb avaient montré que l'accrétion de matière depuis un disque n'entraînait pas forcément une accélération, si l'on faisait intervenir le champ magnétique de l'étoile centrale. L'idée du couplage disque-étoile est basée sur l'interaction entre le champ magnétique stellaire et le disque. L'étoile est entourée par une magnétosphère en corotation. Les lignes de champ pénètrent le disque au delà du rayon de corotation, c'est à dire, là où le disque, supposé tourner en rotation keplérienne, tourne moins vite que l'étoile. Les lignes de champ gelées dans la matière du disque vont alors avoir tendance à ralentir l'étoile. Cet effet s'oppose à l'apport de moment cinétique par la matière accrétée.

En 1992, Attridge et Herbst mesurent les périodes de rotation de 35 T Tauri dans Orion. Ils trouvent une distribution bimodale, avec un groupe de rotateurs lents avec une période moyenne de 8,5 jours, et un groupe de rotateurs rapides qui tournent avec une période moyenne de 2,2 jours. En 1993, Bouvier *et al.* mènent une campagne d'observations dans le Taureau et mesurent 20 périodes de rotation d'étoiles CTTS et WTTS. Ils trouvent également une distribution bimodale, avec une nette différence entre les CTTS et les WTTS, ces dernières tournant 2 fois plus vite, en moyenne que les CTTS. La période moyenne des CTTS est de 7,6 jours, tandis que celle des WTTS est de 4,1 jours. Edwards *et al.* (1993) font des spectres des étoiles observées par Attridge et Herbst et les classent en CTTS ou WTTS. Ils tirent alors les mêmes conclusions que Bouvier *et al.* Ces observations apportent une confirmation à l'hypothèse de couplage magnétique entre le disque et l'étoile, qui a pour effet d'imposer à l'étoile une faible vitesse de rotation.

Cameron et Campbell (1993), d'une part, et Armitage et Clarke (1995), d'autre part, ont effectué des simulations pour comprendre l'effet de la présence d'un disque sur la rotation d'une étoile dont le champ magnétique dipolaire traverse le disque. Une composante toroïdale du champ magnétique apparaît du fait de la rotation du disque et applique un couple sur l'étoile. D'après Cameron et Campbell, si on suppose un champ magnétique de quelques centaines de Gauss, et un taux d'accrétion de 10^{-7} à $10^{-8} M_{\odot}$ /an, l'étoile atteint rapidement un état d'équilibre rotationnel. Cette phase, pendant laquelle la période de rotation de l'étoile reste quasi-constante, va durer aussi longtemps que l'étoile accrète de la matière.

Cette théorie permet d'expliquer la différence de vitesses entre les CTTS et les WTTS. Les WTTS, n'ayant pas de disque, évoluent quasiment à moment cinétique total constant et la contraction pré-séquence principale entraîne une accélération. Dans cette optique, on s'attend donc à voir une augmentation de la vitesse maximale au cours du temps, et ce jusqu'à l'arrivée sur la séquence principale. On trouve aussi, dans cette théorie, une explication de la population de rotateurs lents à l'arrivée sur la séquence principale : ces étoiles sont celles

qui ont gardé un disque suffisamment longtemps pour conserver une faible vitesse pendant toute la pré-séquence principale. Plus le temps de vie du disque est long, plus la vitesse à l'arrivée sur la séquence principale est grande. L'origine de la dispersion de vitesse dans les amas jeunes à l'arrivée sur la séquence principale est donc dans la dispersion de temps de vie de disque.

En fait, il pourrait exister pour les étoiles T Tauri, un phénomène identique à celui observé pour les proto-étoiles : une structure d'accrétion-éjection dans laquelle les micro-jets des T Tauri classiques seraient produits par le disque d'accrétion. Mais ces micro-jets n'ont été découverts que récemment et aucune étude théorique n'a été menée sur ce sujet.

2.2.4 L'évolution interne et le transfert de moment cinétique

Pendant la phase pré-séquence principale, des variations importantes dans la structure interne de l'étoile interviennent, qui sont à l'origine de variations de la vitesse de surface.

1° Sous l'effet de la contraction, le rayon diminue et, à moment cinétique constant, la vitesse de rotation augmente. 2° Un cœur radiatif se développe vers 2 millions d'années (pour une étoile de $1 M_{\odot}$, un peu plus tard pour des étoiles moins massives), tandis que dans la partie externe, la matière reste convective. Dans l'enveloppe, la convection entraîne des mouvements de matière qui permettent un transport efficace du moment cinétique. L'enveloppe est alors assimilée à un corps solide (voir par exemple Endal et Sofia, 1978, Pinsonneault *et al.*, 1989).

A l'intérieur du cœur, comme pour l'enveloppe, la vitesse de rotation augmente. De plus, la contraction différentielle entraîne un fort gradient de vitesse en fonction du rayon, avec des vitesses de plus en plus grandes lorsque l'on approche du centre. Ainsi, à l'arrivée sur la séquence principale, il doit exister un fort gradient de vitesse à l'intérieur de l'étoile.

D'autre part, les résultats de l'héliosismologie nous donnent le profil rotationnel du Soleil : jusqu'à un rayon de $0,2 R_{\odot}$ le Soleil tourne quasiment en rotation solide (Christensen-Dalsgaard 1984, Gough 1991). Cela veut donc dire, qu'entre le moment où le Soleil a atteint la séquence principale, et son âge actuel, il a dû se produire une redistribution du moment cinétique dans les zones internes, et une importante perte de moment cinétique à la surface.

Plusieurs processus de redistribution du moment cinétique ont été avancés pour expliquer le profil rotationnel plat du Soleil (voir chapitre 5). Le premier processus auquel on peut penser est celui qui met en jeu la diffusion du moment cinétique. Plusieurs effets sont en fait à l'origine de diffusions qui peuvent avoir lieu sur différentes échelles de temps. Les instabilités dynamiques sont la convection, l'instabilité dynamique de cisaillement et l'instabilité de Solberg-Hoiland et ont lieu sur des échelles de temps courts devant le temps caractéristique d'évolution. La circulation d'Eddington, le cisaillement séculaire, et l'instabilité de Goldreich-Schubert ont lieu sur des échelles de temps du même ordre que le temps d'évolution (Endal et Sofia 1978). Mais un problème résulte des abondances en éléments légers (voir partie 2.3.2). En effet, le lithium, par exemple, est soumis aux mêmes processus diffusifs que le moment cinétique, et le modèle prédit une disparition trop rapide du lithium pendant la pré-séquence

principale (voir Pinsonneault 1989). Il est nécessaire de supposer que le moment cinétique est transporté par des processus non diffusifs.

La circulation méridienne induite par la rotation et la perte de moment cinétique dû au vent a été proposée par Zahn en 1992. Une circulation de matière s'installe dans le coeur du fait de la rotation de la zone convective. Mais d'après Matias et Zahn (1997) l'efficacité de ce processus n'est pas suffisante pour expliquer le profil rotationnel du Soleil. D'après Mestel, Taylor et Moss (1988), un champ magnétique primordial pourrait être à l'origine d'un ralentissement efficace du coeur en imposant une rotation rigide le long des lignes de champ. Finalement, Schatzmann (1993) a étudié l'effet d'ondes internes (ou de gravité) qui seraient produites à la base de la zone convective et se propageraient vers l'intérieur de l'étoile. Des études sont en cours pour déterminer l'efficacité de ce processus (Zahn, Talon et Matias 1997, Talon et Zahn 1997).

En conclusion, le problème du transport de moment cinétique à l'intérieur de la zone radiative est loin d'être résolu. Des travaux théoriques, et des contraintes observationnelles sont encore nécessaires.

2.2.5 Le vent solaire et les vents stellaires

On a mesuré sur le Soleil un vent d'origine magnétique qui correspond à une perte de masse de $2 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ /an dans le plan équatorial (voir Dupree 1986 pour une revue sur les vents stellaires). Egalement, Marcy, Duncan et Cohen (1985) ont étudié les variations de l'émission de la raie $H\alpha$ de l'étoile des Pléiades rotateur rapide, HII 1883. Ils concluent que cette étoile génère un fort vent stellaire, qui est à l'origine d'une perte de masse de l'ordre de $10^{-9} M_{\odot}$ /an.

Le vent stellaire est aussi à l'origine d'une perte de moment cinétique. La notion de freinage magnétique a été introduite par Schatzman en 1962. Dans le cas d'un vent hydrodynamique, la perte de moment angulaire s'effectue au niveau du rayon de l'étoile. La perte de moment angulaire, proportionnelle à la perte de masse est alors très faible dans le cas du Soleil. Par contre, dans le cas d'un vent magnétisé, le plasma reste en corotation avec l'étoile jusqu'à un rayon de l'ordre du rayon d'Alfvén, ce qui entraîne un ralentissement beaucoup plus efficace.

En 1967, Weber & Davis ont modélisé la perte de moment angulaire due au vent en considérant un vent magnétisé polytropic en rotation dans le plan équatorial. Keppens *et al.* (1995) ont construit un vent solaire "de référence" à partir du modèle de Weber et Davis. Ils trouvent un rayon d'Alfvén de $36,5 R_{\odot}$, et une vitesse radiale du vent de 190 km.s^{-1} au rayon d'Alfvén (la vitesse à la base de l'extension, c'est à dire à la surface du Soleil est $2,3 \text{ km.s}^{-1}$).

En 1988, Kawaler a cherché une formule permettant de paramétriser la perte de moment cinétique en fonction des paramètres de l'étoile: rayon, masse, vitesse de rotation et perte de masse. Il a fait les hypothèses suivantes: la vitesse du vent au rayon d'Alfvén est de l'ordre de la vitesse d'échappement, le flux magnétique obéit à une loi de type dynamo (voir

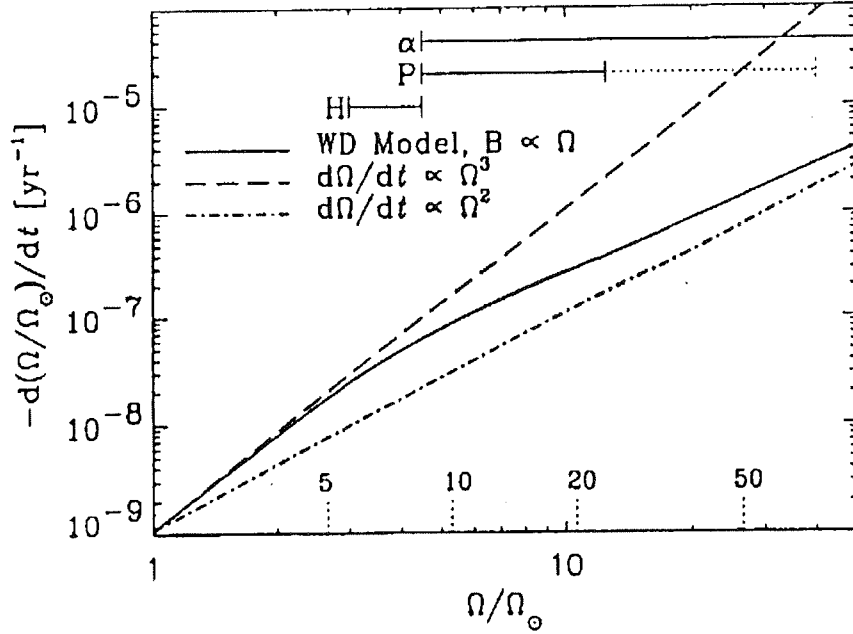


FIG. 2.2 – Taux de freinage de la vitesse angulaire, reproduite d'après la loi de Weber-Davis (WD) et comparée aux lois de freinage en Ω^2 et Ω^3 . Les traits horizontaux donnent les intervalles de vitesses observées dans les amas α Persée (α), les Pléiades (P) et les Hyades (H). La seconde échelle en abscisse donne les vitesses en km.s^{-1} . Charbonneau, 1992.

paragraphe 2.3.4) : $R^2 B \propto \Omega^a$, et enfin la géométrie du champ est paramétrisée par un indice n . Cet indice prend une valeur 2 pour un champ complètement radial et la valeur $3/7$ pour une structure dipolaire. Si on note J le moment cinétique de l'étoile, Ω sa vitesse angulaire de surface, \dot{M} le taux de perte de masse, R le rayon, M la masse et K une constante de proportionnalité, la loi de freinage peut s'écrire :

$$\frac{dJ}{dt} = -K \Omega^{1 + \frac{4an}{3}} \left(\frac{\dot{M}}{M_{\text{dot}}} \right)^{1 - \frac{2n}{3}} \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^{2-n} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-\frac{n}{3}} \quad (2.1)$$

En pratique on choisit une valeur de l'indice $n=1,5$, ce qui correspond à une structure en quelque sorte "intermédiaire". Ce choix permet aussi de simplifier l'équation précédente en supprimant la dépendance explicite en perte de masse.

Les observations nous apprennent comment les vitesses d'étoiles varient au cours du temps, et apportent des contraintes à la perte de moment cinétique. Tout d'abord Skumanich (1972) a mesuré les vitesses de rotation d'étoiles de type solaire de la séquence principale et en a déduit que la vitesse de rotation décroissait linéairement avec le temps suivant la loi $v \propto t^{1/2}$. Cette relation impose un freinage proportionnel à Ω^3 . Les observations de Mayor et Mermilliod (1991) dans les amas ont conduit ces auteurs à la conclusion que les étoiles avec des

usini inférieurs à 15 km.s^{-1} étaient ralenties suivant une loi proportionnelle à Ω^2 . Charbonneau (1992) compare les lois paramétriques à celle prédite par le modèle de Weber-Davis et conclue qu'une loi avec un exposant fixe ne peut pas reproduire le modèle (voir figure 2.2) : le freinage des petits rotateurs est asymptotiquement reproduit par une loi en Ω^3 , rejoignant ainsi la loi de Skumanich, tandis que les grands rotateurs sont freinés suivant une loi en Ω^2 , en accord avec la loi de Mayor-Mermilliod.

Il faut aussi noter le travail de Schatzman (1989) qui a dérivé une loi de freinage en $V^{7/3}$.

A priori, deux effets peuvent intervenir pour faire varier le comportement de la loi de freinage: une variation de la structure magnétique (qui entraîne une variation de la valeur de n) et une variation de l'exposant a dans la loi dynamo. En effet, l'effet de freinage par vent est directement lié à la puissance du champ magnétique, lui-même créé par effet dynamo, donc lié à la rotation de l'étoile. Il semblerait qu'il existe une saturation de l'effet dynamo à vitesse angulaire élevée, mesurée selon divers critères d'activité (voir la partie 2.3.3) et correspondant à une puissance magnétique indépendante de la rotation : R^2B est une constante. Cet effet entraîne une saturation de la loi de freinage, et certains auteurs supposent une loi en Ω .

Barnes et Sofia (1996) ont discuté la possibilité d'une variation de la configuration magnétique au cours du temps, en particulier entre la pré-séquence principale et la séquence principale. Les observations de taches froides polaires et de grande taille trouvées à la surface des étoiles T Tauri par imagerie Doppler (Vrba *et al.* 1988, Joncour *et al.*, 1995) favorisent une structure dipolaire de champ magnétique. D'autre part, les jets dipolaires observés autour d'étoiles très jeunes sont expliqués dans le cadre de théories basées sur l'existence d'un fort champ magnétique dipolaire (il en est de même du couplage entre l'étoile et son disque). Barnes et Sofia ont donc testé l'effet d'une loi de freinage de type Kawaler dont l'indice n changerait de valeur au cours du temps : il passerait de 0,9, à 1,5, rejoignant ainsi la loi de Skumanich vers 100 millions d'années. D'après leurs résultats, une loi avec saturation du champ magnétique semble mieux adaptée pour expliquer les rotateurs rapides dans les amas jeunes. Mais ils n'excluent pas la possibilité qu'on ait en fait à faire à une combinaison des deux effets : le changement de structure du champ magnétique permet de passer d'une loi en Ω^2 à une loi en Ω^3 , tandis que la saturation modélise une loi en Ω .

Les lois de freinages présentées dans cette partie sont basées essentiellement sur les observations du vent solaire, et sur une théorie déjà ancienne. En pratique, dans le modèle présenté au chapitre 5, la loi de freinage est contrainte par les observations des vitesses de rotation depuis l'arrivée sur la séquence principale et jusqu'à l'âge du Soleil.

2.3 La rotation comme paramètre stellaire

2.3.1 La rotation différentielle de surface

Des études sur la rotation de surface du Soleil montrent qu'il existe une différence de rotation entre les régions équatoriales et les régions polaires de 25–30%. Cette rotation diffé-

rentielle est approximativement maintenue dans toute la zone convective (Gough 1991). La rotation différentielle dans les étoiles convective est naturelle car c'est une condition pour l'équilibre (Roxburgh 1991).

Donahue, Saar et Baliunas (1996) ont étudié la rotation différentielle de surface pour les étoiles de la séquence principale. Elle est mesurée grâce aux taches, dont on a remarqué que, sur le Soleil, la latitude varie au cours du temps. Ils trouvent que la rotation différentielle est reliée à la rotation par une loi de puissance : $\Delta P \propto P^{1,3}$, où ΔP est la variation de période à la surface.

Dans le travail présenté ici, la rotation différentielle de surface est négligée, c'est à dire que les vitesses et périodes de rotation données ne tiennent pas compte des variations possibles entre l'équateur et le pôle.

2.3.2 La relation entre le lithium et la rotation

On sait que l'abondance en lithium dans les objets pré-séquence principale de type solaire diminue avec le temps et que plus la masse est faible, plus la diminution est rapide. C'est la convection de l'enveloppe qui brasse le lithium et le transporte vers les zones internes où la température atteint la température de fusion du lithium ($2,5 \cdot 10^6$ K). Plus la masse est petite, plus l'enveloppe convective est profonde, donc plus le lithium est brûlé rapidement.

Pour cette raison, cet élément, facilement détectable à 6708 \AA , dans la raie du Li I, a souvent été utilisé comme critère de jeunesse des étoiles pré-séquence principale, et même comme un indicateur d'âge. Duncan (1981) mesure les abondances en ^7Li dans les étoiles de type F7 à G5 de la séquence principale et trouve qu'il existe une décroissance avec le temps et la masse. Un peu plus tard, Duncan et Jones (1983) mesurent les abondances des étoiles G et K de α Persée et trouvent une dispersion qu'ils attribuent à une dispersion en âge. Balachandran *et al.* (1988) trouvent une corrélation entre l'abondance en lithium et la rotation parmi les étoiles F, G et K des Pléiades : plus la vitesse de rotation est grande, plus l'abondance est élevée. Ils proposent deux explications : la 1^{re} suppose que le lithium est brûlé essentiellement pendant la phase de freinage rapide, à l'arrivée sur la séquence principale, la 2^e reprend l'hypothèse de Duncan.

En 1989, Schatzman étudie la diminution de l'abondance en lithium en supposant un effet de la rotation sur le mélange des éléments.

Différentes observations montrent qu'il existe effectivement un lien entre la rotation des étoiles durant la phase pré-séquence principale et l'abondance de surface du lithium. Les abondances observées des CTTS et WTTS sont piquées autour de $\log(\text{Ni})=3,1$ (Martín *et al.* 1994). Dans les amas jeunes, les étoiles de $1 M_{\odot}$ ont des abondances comparables, ce qui signifie que dans ces étoiles, le lithium n'est pas brûlé. Ensuite, plus la masse de l'étoile est petite (entre $0,9$ et $0,6 M_{\odot}$) plus l'abondance en lithium est faible, avec une importante dispersion (voir par exemple García López *et al.* 1994 et la figure 2.3). A une masse donnée plus la vitesse est grande, plus l'abondance est grande. Les études de l'abondance en lithium en fonction

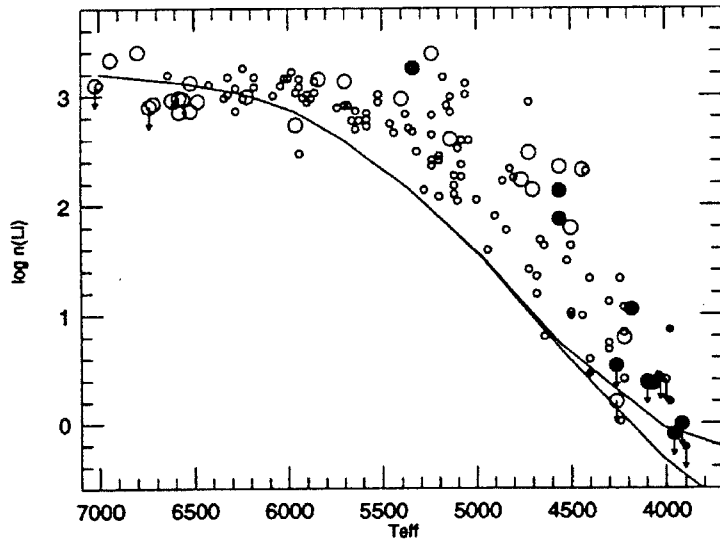


FIG. 2.3 – Abondance en lithium en fonction de la température effective dans l’amas des Pléiades. La taille des ronds est proportionnelle à la vitesse de rotation. Les ronds blancs sont les observations de Soderblom *et al.* (1993), les ronds noirs proviennent de García López *et al.* (1994) et Jones *et al.* (1996). Les traits représentent les résultats des modèles de Pinsonneault *et al.* (1990). D’après Soderblom 1996

de la rotation vont dans le même sens (Cunha Smith et Lambert 1995 dans Orion, Covino *et al.* 1997 dans le Caméléon) et montrent que 1° les rotateurs rapides parmi les étoiles de $0,8 M_{\odot}$ n’ont pas brûlé leur lithium, 2° les rotateurs lents montrent une importante dispersion de l’abondance en lithium. Par contre, dans l’amas des Hyades, très peu de dispersion en ${}^7\text{Li}$ subsiste parmi les étoiles K et les abondances sont faibles (Thorburn *et al.* 1994).

Les modèles standards, qui ne tiennent pas en compte la rotation, surestiment le brûlage du lithium pendant la phase pré-séquence principale. Martín et Claret (1996) ont calculé des tracés d’évolution d’une étoile de $0,8 M_{\odot}$, avec et sans l’effet de la rotation. Ils trouvent qu’une étoile qui tourne perd moins de lithium pendant la phase pré-séquence principale, et que plus la vitesse de rotation est grande, moins l’étoile brûle de lithium. Mais les modèles trouvent une diminution trop importante de l’abondance en lithium par rapport aux observations, et ne peuvent pas expliquer la dispersion des abondances observées.

Les étoiles plus massives, avec une masse supérieure à $1 M_{\odot}$, ont un comportement différent. Elles ne brûlent pas de lithium pendant la pré-séquence principale parce que le lithium contenu dans la zone convective n’atteint jamais la zone où la température est suffisante, à l’intérieur du coeur radiatif, et le temps caractéristique de brûlage est très long. Le lithium est brûlé pendant la séquence principale seulement.

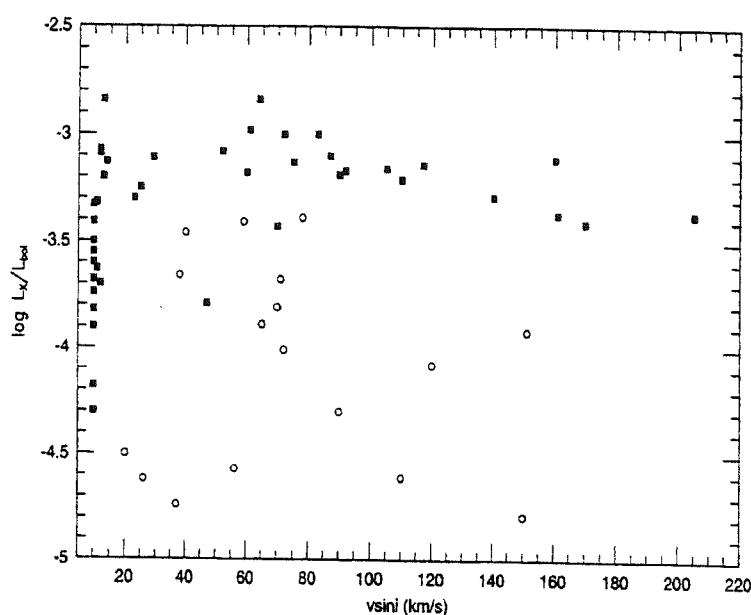


FIG. 2.4 – Sur cette figure l'activité est représentée par la fraction de la luminosité X par rapport à la luminosité totale. Les carrés noirs représentent les étoiles G–K d' α Persée, et les ronds blancs les étoiles F (Randich *et al.*, 1996).

L'abondance en lithium des étoiles jeunes est donc fortement liée à la fois à l'âge, à la masse et à la rotation des étoiles. Le rôle de la rotation est encore mal compris. Il semble que la rotation inhibe la convection, et donc une étoile qui tourne vite a une zone convective moins épaisse qu'une étoile rotateur lent. Dans ce cas, la température à la base de la zone convective est plus petite, et le lithium est brûlé moins rapidement (Martín et Claret, 1996).

2.3.3 L'activité et la rotation : observations

Sous le terme d'activité, on désigne l'ensemble des processus de chauffage des atmosphères stellaires, chromosphère, région de transition et couronne, autres que le chauffage radiatif. On caractérise l'activité de l'étoile par différents paramètres: son émission dans le domaine des rayons X ou dans le domaine ultraviolet, la présence de raies d'émission telles que les raies de Balmer ($H\alpha$), les raies du calcium (CaII H&K), de CII, SiIV, SiII, qui sont créées à des températures typiques de la chromosphère ou de la couronne solaire. L'activité est en fait souvent caractérisée par la luminosité X de l'étoile (L_X), et l'avènement des satellites tels qu'Einstein ou ROSAT nous permettent d'avoir désormais accès à ce domaine de longueur d'onde et ainsi de faire des études approfondies de l'activité des étoiles.

Des études sur l'activité ont permis de mettre en évidence des relations entre les différents paramètres de l'activité, et aussi entre l'activité et la rotation. En 1972, Skumanich montra que la vitesse de rotation et le niveau d'activité (mesuré par l'intensité des raies CaII H&K) décroissaient avec le temps en $t^{-1/2}$ pour les naines de type solaire. Pallavicini *et al.* en 1981 ont montré que l'émission X des naines de types spectraux tardifs était étroitement liée à la vitesses de rotation: $L_X \sim (v \sin i)^2$.

Sur la figure 2.4, sont présentées les mesures de luminosité X en fonction de la vitesse

de rotation pour les étoiles de type G, K et F de α Persée. On observe que les étoiles de type solaire qui ne tournent pas vite ont des luminosités X très dispersées. Par contre les rotateurs rapides ont des luminosités X élevées, mais constantes, quelle que soit la vitesse. Ce phénomène est appelé la saturation (voir aussi Patten et Simon 1996).

La saturation est observée dans divers critères d'activité : rayonnement X, taille des taches photosphériques, rayonnement chromosphérique. Selon les auteurs, et le critère d'activité utilisé, la saturation intervient pour différentes valeurs de la vitesse de rotation. On définit le nombre de Rossby par le rapport de la période de rotation sur le temps caractéristique de mélange dans la théorie de la convection.

Certains auteurs ont observé une corrélation entre le flux X et le nombre de Rossby (voir Patten et Simon 1996), avec une saturation vers les petits nombres de Rossby, soit les grandes vitesses. Vilhu (1984) proposait une saturation de l'émission chromosphérique, correspondant à un remplissage de la photosphère par des taches, pour des périodes de rotation inférieures à 3 jours pour les étoiles de type solaire. En étudiant la relation entre l'amplitude de variation et la période de rotation O'Dell *et al.* (1995) ont trouvé une valeur de la période de saturation de 12 heures. Sur la figure 2.4, la saturation intervient pour une vitesse de 10 km.s^{-1} environ, soit une période de 5 jours pour une étoile de $1 M_{\odot}$.

L'origine de l'activité est en fait le champ magnétique stellaire créé par effet dynamo.

2.3.4 Le champ magnétique et le processus dynamo

Il est clairement établi que le champ magnétique joue un rôle important dans le chauffage de l'atmosphère solaire. Les taches solaires ou stellaires sont expliquées par des boucles de champ qui inhibent la convection et empêchent la matière chaude d'atteindre la surface. Le champ magnétique est également invoqué dans différents processus tels que la formation des jets à partir du disque, ou le couplage entre l'étoile centrale et son disque.

La seule mesure directe de champ magnétique sur une étoile T Tauri classique, TAP 35, a été effectuée par Basri *et al.* Ils ont trouvé, en mesurant l'élargissement des raies par effet Zeeman, une valeur du champ de l'ordre de 1500 Gauss. Les autres tentatives de mesure n'ont donné que des limites supérieures de la valeur du champ magnétique.

Dans les étoiles de type solaire, le champ magnétique est créé par les interactions entre la rotation et la convection, c'est l'effet dynamo. Il semble que ce processus se situe à la base de la zone convective et certains auteurs soutiennent qu'il a lieu dans la région "d'overshooting", c'est à dire la partie de la zone convective qui pénètre dans la zone radiative (voir par exemple DeLuca et Gilman 1991). Une théorie classique de la dynamo stellaire est la dynamo $(\alpha - \omega)$, traitée de façon linéaire. La rotation différentielle déforme les lignes de champ poloidales et crée une composante toroïdale (effet ω). Le champ toroïdal, entraîné par les mouvements cycloniques régénère une composante poloidale (effet α). Dans la description de cette dynamo, deux hypothèses sont faites : approximation des champs moyens, et découplage des champs de vitesse et magnétique (la force de Lorentz est négligée). Depuis une quinzaine d'années, des

études ont été entreprises pour introduire des non-linéarités dans les modèles dynamo (Gilman 199/3). D'autres types de dynamo ont également été développées (Choudhuri 1990, Moss *et al.* 1991), par exemple de type $\alpha^2 - \omega$, mais ces modèles sont encore trop complexes, et trop difficiles à interpréter ou à modéliser.

Le nombre dynamo, défini par Parker en 1955 comme le rapport de l'efficacité de la dynamo sur la diffusion, donne une efficacité de la production du champ magnétique. Il dépend évidemment de la rotation différentielle dans l'étoile. C'est seulement si on suppose que la rotation différentielle est proportionnelle à la vitesse de rotation $\Delta\Omega \propto \Omega$, qu'alors le nombre dynamo dépend de la vitesse de rotation de l'étoile (Durney et Robinson, 1981). Le nombre de Rossby peut alors être utilisé comme une estimation de l'efficacité dynamo.

Le phénomène de la saturation, telle qu'elle est observée pour les rotateurs rapides trouve aussi une explication dans la théorie dynamo, par une saturation du chauffage chromosphérique et coronal (toute la surface de l'étoile est utilisée pour ce chauffage), et/ou un effet retour de la production de champ magnétique : les tubes de flux ont tendance à empêcher la convection, elle-même à l'origine de la formation du champ magnétique.

2.3.5 Les étoiles binaires et la rotation

Un grand nombre d'étoiles connues ne sont pas des étoiles simples, mais font partie de systèmes binaire ou multiples. Parmi les étoiles T Tauri du Taureau, 80 à 100% des étoiles sont binaires. Parmi les étoiles du champ, le pourcentage de binaires est de 50% environ. On s'attend à ce que la binarité joue un rôle important dans l'évolution des composantes individuelles, par effet de marée ou synchronisation, pour les binaires serrées.

Quelle est l'influence de la binarité sur la rotation des composantes individuelles? Deux effets sont *a priori* à attendre de la présence d'un compagnon. Tout d'abord les périodes de rotation et de binarité sont synchronisées dans le cas des binaires très serrées qui représentent 10% des étoiles, ce qui suppose des périodes de rotation très courtes, donc des vitesses rapides. Ensuite, le compagnon est peut-être à l'origine d'une dissipation plus rapide du disque d'accrétion, donc l'étoile sera un rotateur rapide à l'arrivée sur la séquence principale.

En fait les quelques études qui ont été menées sur le sujet ne montrent pas de relation évidente entre la binarité et la rotation. Dans l'amas des Pleiades les rapports rotateurs lents/rotateurs rapides sont les mêmes pour les étoiles simples et pour les binaires (figure 2.5, Bouvier J., Rigaut F., Nadeau D. 1997).

2.3.6 Les étoiles de faible masse

Le développement récent des technologies a permis depuis quelques années de mesurer les vitesses de rotation des étoiles avec des masses très faibles entre 0,1 et 0,5 M_{\odot} (Martin E.L, Zapatero-osorio, M. R., Rebolo R. 1996, Delfosse *et al.* 1997). Ces études montrent un effet d'âge : les étoiles les plus vieilles sont toutes ralenties, tandis que parmi les plus jeunes certaines étoiles ont encore des vitesses de 30 km.s^{-1} .

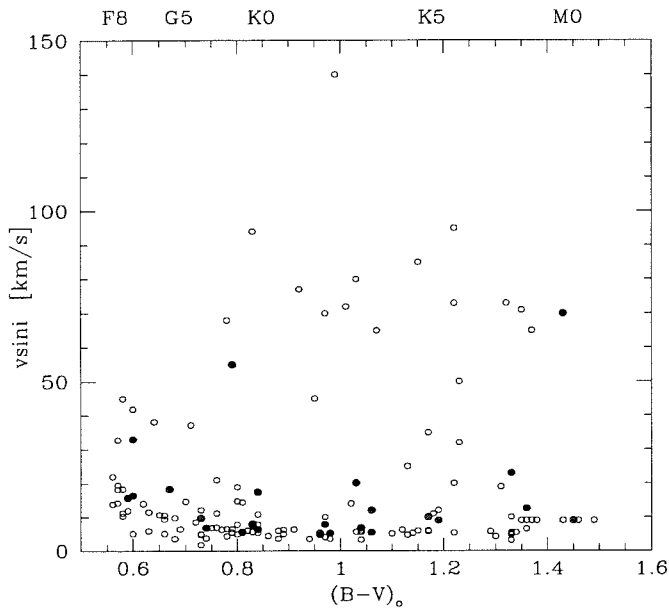


FIG. 2.5 – Vitesses de rotation en fonction du type spectral pour les étoiles simples (rond blancs) et les étoiles binaire (ronds noirs) dans l’amas des Pléiades (Bouvier et al. 1997).

2.4 Les problèmes posés par les observations

Afin de mieux comprendre les différents problèmes que pose actuellement l’étude de la rotation des étoiles, je vais ici faire un résumé des observations (ces observations, pour les étoiles autour de $1 M_{\odot}$, sont résumées sur la figure 2.6).

La phase qui sert de condition initiale à notre étude est la phase CTTS, où les étoiles, âgées de quelques millions d’années, sont encore couplées à leur disque et tournent à des vitesses comprises entre 10 et 30 km.s^{-1} . Ceci suppose que toutes les étoiles ont expérimenté la perte de moment cinétique décrit au paragraphe 2.2.2. Pour l’instant, toutes les mesures de vitesses de CTTS vont dans ce sens.

Les WTTS, quand à elles, ont perdu leur disque. Elles évoluent librement vers la séquence principale, et sont dans une phase d’accélération.

Dans les amas jeunes, α Persée et les Pléiades, respectivement âgés de 50 et 80-100 millions d’années, les étoiles de type solaire arrivent sur la séquence principale. Parmi ces étoiles, on observe une grande proportion de rotateurs lents, avec une queue de distribution s’étendant vers les rotateurs rapides. Dans α Persée la vitesse maximale des étoiles de masse solaire est d’environ 200 km.s^{-1} , alors que dans les Pléiades, elle n’est plus que de 50 km.s^{-1} . Pour les étoiles moins massives, on n’observe pas un tel ralentissement entre les étoiles de α Persée et celles des Pléiades (figure 2.7). Les étoiles de 0,6 à 0,8 masses solaires ont des vitesses maximales de 200 km.s^{-1} pour le premier, et de 150 km.s^{-1} pour le second. Pour les étoiles moins massives que $0,6 M_{\odot}$, c’est encore plus frappant : les deux amas ont des vitesses maximales de 100 km.s^{-1} . De plus, la proportion de rotateurs lents diminue avec la masse : dans les Pléiades, 50% des étoiles de $1 M_{\odot}$ ont des $vsini$ inférieurs à 10 km.s^{-1} , tandis que ce pourcentage est de 30% pour les étoiles de $0,6 M_{\odot}$. Jusqu’ici les limites de résolution

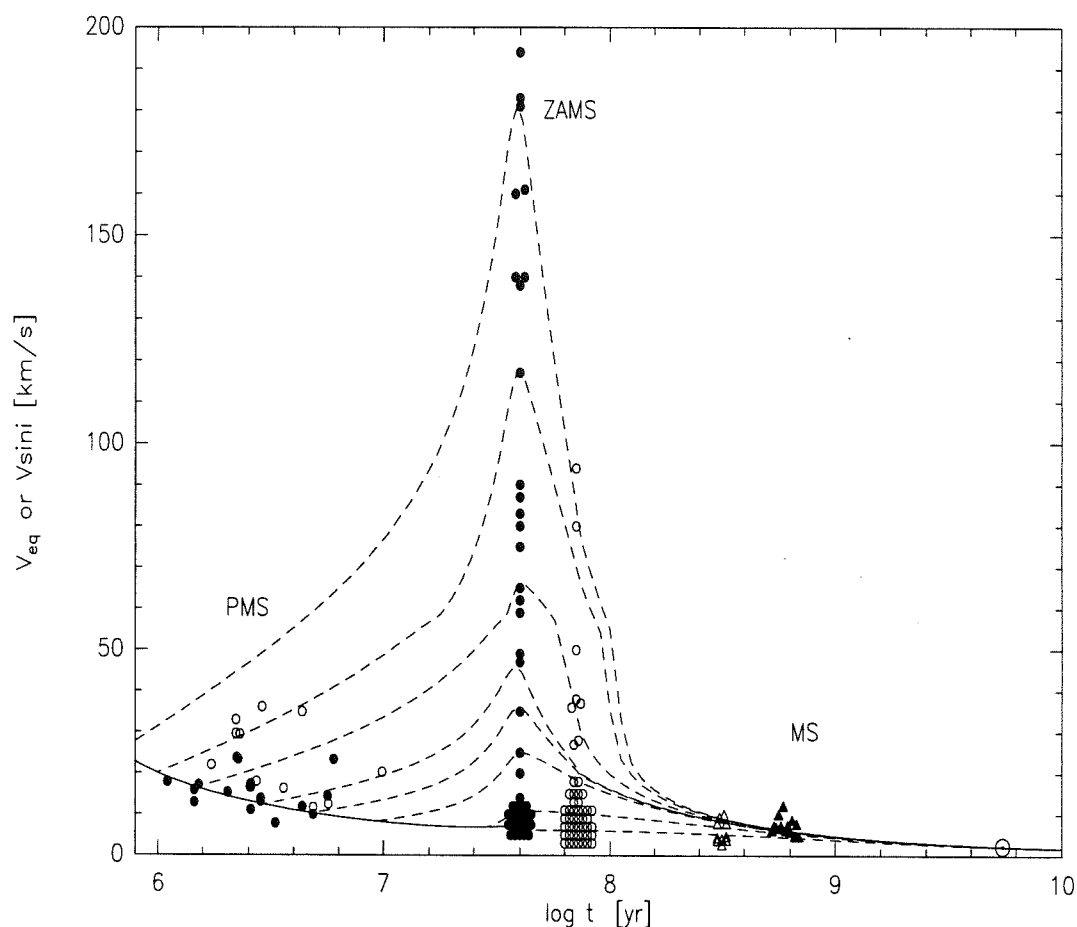


FIG. 2.6 – Observations des vitesses de rotation pour les étoiles de masse solaire ($0,9-1,1 M_{\odot}$) en fonction du temps sont représentées à différents âges: les étoiles T Tauri (ronds noirs: CTTS, ronds blancs: WTTS) dans la phase pré-séquence principale (PMS), α Persée (ronds noirs), les Pleiades (ronds blancs) à l'arrivée sur la séquence principale (ZAMS), Ursa Major (triangles blancs), les Hyades (triangles noirs), et le Soleil (rond pointé). Pour les Pléiades et α Persée, les points répartis entre 0 et 10 km.s^{-1} pour des raisons de visibilité sont en fait des limites supérieures. Les traits sont les tracés d'un modèle d'évolution de la rotation. Bouvier, 1994.

des instruments ne permettaient pas de mesurer les vitesses de rotation en dessous de $7-10 \text{ km.s}^{-1}$. La figure 2.7 montre les vitesses de rotation dans les amas α Persée, les Pléiades et les Hyades, en fonction de la masse. Sur cette figure, il faut remarquer le grand nombre de triangles, qui représentent les v_{sini} non résolus dans les amas α Persée et les Pléiades.

Les étoiles des amas plus âgés tels que les Hyades, et les étoiles de la séquence principale tournent à des vitesses très faibles de quelques km.s^{-1} . Le Soleil tourne lui-même à 2 km.s^{-1} . De plus, la rotation des étoiles de la séquence principale est dépendante de la masse: plus la masse est grande, plus la vitesses est grande (figure 2.7).

Le problème des modèles se situe essentiellement au niveau de l'arrivée sur la séquence

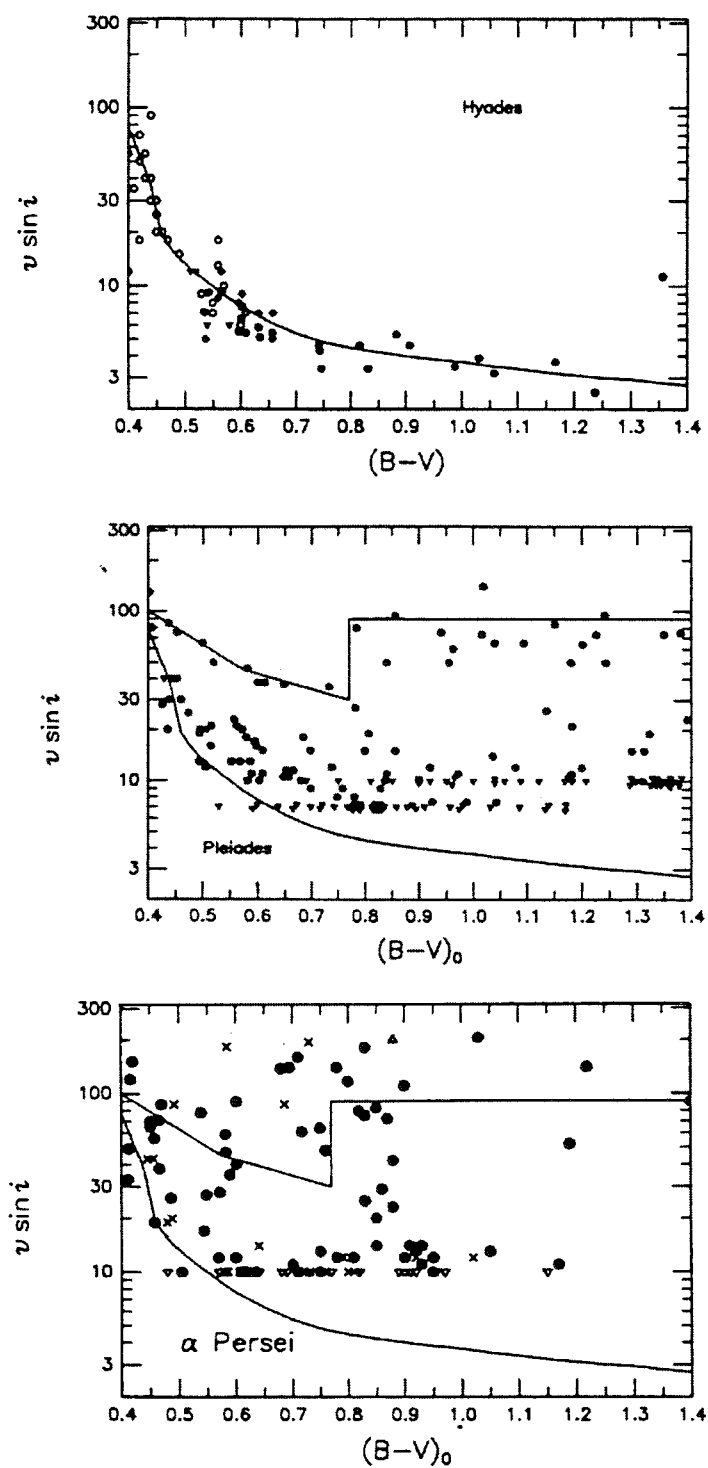


FIG. 2.7 – Observations des vitesses de rotation dans les amas α Persée, les Pléiades et les Hyades. Dans les trois figures, la ligne continue représente la séquence principale des Hyades. Les triangles sont des $v \sin i$ non résolus (Soderblom, 1996).

principale : à partir de la distribution de vitesses piquée des étoiles T Tauri, il faut reproduire à la fois les rotateurs lents et rapides, reproduire le fort pourcentage de rotateurs très lents, et enfin, reproduire le freinage brusque des rotateurs rapides à l'arrivée sur la séquence principale .

Pour bien contraindre les modèles, de nouvelles observations étaient nécessaires. Tout d'abord, on ne connaissait pas de vitesses d'étoiles d'âge intermédiaire entre celui des T Tauri et l'arrivée sur la séquence principale . Dans le chapitre 3, je présente les mesures de vitesses de rotation d'étoiles Post T Tauri du Caméléon, qui comblent le manque d'observations entre les T Tauri et les amas jeunes. Par ailleurs, les vitesses de rotation des étoiles en dessous de 10 km.s^{-1} dans les amas jeunes son inconnues. La connaissance précise des rotateurs très lents est très importante pour contraindre les modèles d'évolution du moment cinétique . En effet, dans le cas des modèles en rotation solide, c'est le temps de vie du disque qui définit la vitesse à l'arrivée sur la séquence principale . Ces modèles sont donc incapables d'expliquer des vitesses de rotation très faibles, à moins de supposer des temps de vie de disque très longs, ce qui est incompatible avec les observations des disques d'accrétions. Le but des observations effectuées pendant cette thèse est donc de définir précisément les vitesses des rotateurs lents dans les amas α Persée et les Pléiades. Les moyens mis en oeuvre pour cela sont décrits dans le chapitre 2.4.

Il faut bien remarquer que les chiffres donnés sont les pourcentages de $v \sin i$. L'indétermination liée au $\sin i$ fausse les statistiques en ajoutant de "faux" rotateurs lents (étoiles vues par le pôle). Pour la comparaison avec les modèles, il est important de s'affranchir de ce biais. Dans le chapitre 4, je montre comment les observations permettent malgré tout de remonter aux vraies vitesses.

Dans le chapitre 5, je présente un modèle d'évolution du moment cinétique au cours de la pré-séquence principale dans lequel les observations présentées ici sont utilisées comme contraintes supplémentaires pour la détermination des paramètres.

Chapitre 3

OBSERVATIONS

Sommaire

3.1	Les méthodes de mesure	38
3.2	Les périodes de rotation des rotateurs lents des amas jeunes . .	41
3.3	Mesures de vitesses des Post T Tauri	66
3.4	Les distributions complètes de vitesses dans les amas jeunes . .	73
3.5	Conclusions	78

Dans cette partie j'aborde le côté observationnel de la thèse. Le développement de différents modèles d'évolution du moment cinétique basé sur différentes hypothèses, au début des années 1990, a rendu cruciale l'acquisition de nouvelles données (ces différents modèles sont présentés dans le chapitre 5). C'est donc dans le but de mieux contraindre les modèles afin, éventuellement, de les valider ou de les rejeter, que nous avons entrepris de combler le manque d'observations. Dans la partie 3.2 je présente les mesures de périodes dans deux amas qui se situent à l'arrivée sur la séquence principale, IC 4665 et α Persée. Ces observations avaient pour but la recherche de rotateurs très lents. Dans la partie 3.3, les mesures de $v_{\text{sin}i}$ dans la région de formation d'étoiles le Caméléon permettent de connaître les vitesses de rotation d'étoiles dans la phase intermédiaire entre l'âge des T Tauri et l'arrivée sur la séquence principale. L'échantillon provient de la base de données constituée des objets découverts lors d'observations dans le domaine des X par les satellites EINSTEIN et ROSAT. Enfin, la partie 3.4 présente les résultats de campagnes d'observation du $v_{\text{sin}i}$ menées avec le nouvel instrument installé à l'Observatoire de Haute Provence, ELODIE, dans les deux amas de l'arrivée sur la séquence principale, α Persée et les Pléiades. Les vitesses de rotation des rotateurs lents sont maintenant résolues et permettent de connaître les distributions complètes de $v_{\text{sin}i}$ dans ces deux amas.

Dans un premier temps, je décris les méthodes d'observations qui permettent de connaître la rotation des étoiles: les mesures de périodes par photométrie et la mesure de $v_{\text{sin}i}$ par

spectroscopie. Puis j'explique comment ces méthodes ont été appliquées dans le cadre de cette thèse.

3.1 Les méthodes de mesure

Il existe deux méthodes classiques de mesures de la rotation des étoiles. La première utilise les variations temporelles de luminosité pour déduire une période. La seconde se sert de l'élargissement des raies par effet Doppler.

3.1.1 Les périodes

les taches froides comme témoins de la rotation des étoiles

Sur la photosphère du Soleil, on peut observer des taches qui nous apparaissent noires. Ces taches correspondent à des zones où la température est plus basse que le reste de la photosphère, et sont donc appelées des taches froides. L'origine de ces taches est liée à la présence d'un champ magnétique : des boucles de champs dans la zone convective s'opposent aux mouvements convectifs et empêchent localement la matière chaude de remonter à la surface. L'intérêt de l'étude des variations de luminosité engendrées par la présence de une ou plusieurs taches froides est double. D'une part, celles ci sont liées à la photosphère de l'étoile et tournent donc avec elle. D'autre part, on sait que les taches solaires, qui couvrent moins d'1% de la surface du disque, ont des temps de vie de plusieurs semaines à plusieurs mois, c'est à dire sont présentes à la surface du Soleil pendant plusieurs périodes de rotation.

Ces types de taches ont été observés sur les étoiles de type solaire, et en particulier sur les étoiles de la pré-séquence principale, où elles atteignent des tailles importantes et peuvent recouvrir une surface importante du disque stellaire. L'imagerie Doppler, développée par quelques groupes permet de reconstruire la surface des étoiles et de connaître les configurations des taches ("Stellar Surface Structure", 1996). L'utilisation de filtres à bande large permet de mesurer des étoiles faibles, avec des télescopes de taille moyenne (typiquement, 1 à 2 m). Les observations multi-longueur d'onde apportent des renseignements précieux sur la taille et la température des taches. Torres et Ferraz Mello (1973) ont construit un modèle de taches pour les étoiles naines variables. L'amplitude de variation est reliée au rapport de la taille de la tache sur celle du disque

Bouvier *et al.*(1995) ont montré que les propriétés des taches des étoiles WTTS étaient liées à la rotation et au type spectral. L'amplitude des variations photométriques, et donc la taille des taches, a tendance à augmenter avec la vitesse : c'est l'effet dynamo qui génère le champ magnétique, lui même responsable de la formation des taches. La taille des taches augmente également lorsque la masse diminue : les étoiles moins massives ont des enveloppes convectives plus profondes. Dans les étoiles T Tauri classiques, les taches froides peuvent exister en même temps que les taches chaudes qui sont dues à l'accrétion, ce qui rend l'analyse

des courbes de variations très difficile.

Les premières déterminations systématiques de périodes utilisaient des photomètres et mesuraient le flux lumineux de l'étoile cible, d'étoiles standards non variables et le fond de ciel autour de l'étoile cible. Stauffer (1985) a mesuré les périodes d'étoiles d' α Persée par cette méthode. L'erreur sur les magnitudes qu'il a obtenu est de 0,025 mag. La campagne d'observations COYOTES I¹ (Bouvier *et al.*, 1993) quand à elle, avait pour but de déterminer les vitesses de rotation d'étoiles T Tauri. Elle utilisait des photomètres et des photomultiplicateurs.

Les possibilités de l'imagerie CCD

L'utilisation des caméras à transfert de charge, les CCD, a permis d'entrevoir de nouvelles possibilités de mesures, et également d'atteindre des précisions inégalées avec les moyens classiques de la photométrie. On utilise la photométrie différentielle qui permet d'obtenir des précisions de l'ordre du centième à quelques millièmes de magnitude dans les mesures de magnitude des étoiles, ce qui donne accès à des variations de très faibles amplitudes. Le principe de la photométrie différentielle est d'utiliser les étoiles apparaissant sur le même champ. Ces étoiles sont supposées non variables et permettent de séparer les variations intrinsèques de l'étoile des variations extrinsèques (conditions atmosphériques : nuages, vent, ou lumières parasites : Lune). L'avantage des images CCD est d'avoir sur la même image, donc dans des conditions identiques, l'étoile cible et les étoiles standards. Le fond de ciel peut être déterminé dans un anneau autour de l'étoile ou par des méthodes sophistiquées d'ajustement de fond.

La méthode de la photométrie différentielle a déjà été appliquée avec succès : Wisniewski et McMillan (1987) l'ont utilisée pour déterminer les variations photométriques d'astéroïdes, Howell, Mitchell et Warnock (1988) ont étudié les variations d'étoiles variables et de quasars.

Les inconvénients de la méthode

L'inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle est lourde en temps d'utilisation de télescope, et en temps de dépouillement. En effet, il est nécessaire d'avoir un bon échantillonnage, et de suivre les variations sur une période de temps au moins d'une fois et demi la période de rotation. De plus dans le cas de taches multiples, ou de configurations non stables (taches qui migrent en latitude, apparition ou disparition de taches), la courbe de luminosité montrera des variations chaotiques difficilement interprétables en terme de période de rotation. La recherche de périodicité est rendue difficile par le fait que les points de mesures ne sont pas forcément échantillonnés aléatoirement. Du fait d'un mauvais échantillonnage ou parce que la période d'observation se déroule sur un temps fini (typiquement quelques semaines), des périodes alias peuvent apparaître. Une autre difficulté provient de

1. COYOTES pour Coordinates Observations of Young Objects from Earthbound Sites

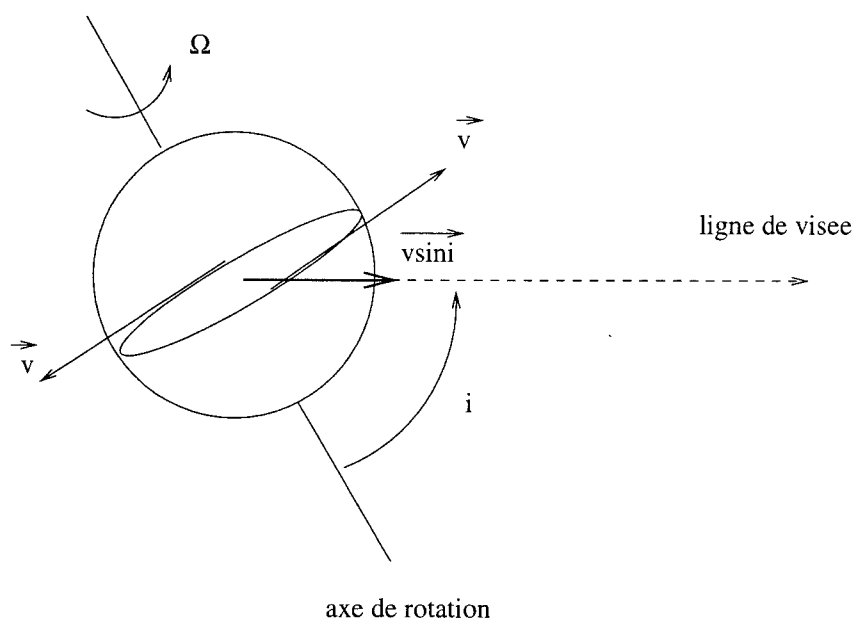


FIG. 3.1 – Représentation schématique d'une étoile en rotation.

ce que plus la période est longue, plus les taches sont petites, plus les amplitudes de variation engendrées sont faibles, ce qui rend difficile l'étude des rotateurs lents. Enfin, l'incertitude sur les rayons, connus indirectement, entraîne une incertitude supplémentaire sur la vitesse équatoriale dérivée.

3.1.2 Les vitesses projetées

Les raies d'une étoile en rotation présentent un élargissement par effet Doppler, qui vient s'ajouter aux autres élargissements (largeur naturelle, macro et micro-turbulence) : la partie de l'étoile qui s'éloigne de nous du fait de la rotation est à l'origine d'un décalage vers le rouge, tandis que la partie qui s'approche provoque un décalage vers le bleu. Si l'axe de rotation de l'étoile fait un angle i avec la ligne de visée, et si v est la vitesse de rotation à l'équateur, la vitesse mesurée par cette méthode est $vsini$ (voir figure 3.1).

Trois méthodes sont utilisées pour la détermination des vitesses de rotation. La première est la mesure de la largeur, ou de la largeur équivalente, d'une raie. Cette méthode est bien adaptée aux étoiles chaudes, mais pas aux étoiles froides, pour lesquelles l'élargissement des raies par macro-turbulence devient non négligeable par rapport à l'élargissement Doppler. En plus, un très bon rapport signal sur bruit est requis. Gray (1976) présente une méthode d'analyse des spectres par transformée de Fourier. L'idée est que le profil d'une raie est le résultat de la convolution de plusieurs élargissements : instrumental, rotationnel, micro et macro-turbulence et largeur intrinsèque. Dans l'espace de Fourier, ce produit de convolution devient un produit simple. La troisième méthode est celle de la corrélation croisée du spectre développée par Benz et Mayor (1981).

La méthode utilisée dans cette étude est celle de la corrélation croisée numérique et est expliquée en détail dans la partie 3.3. Elle est en effet bien adaptée à la mesure des petites vitesses de rotation (voir Queloz, 1996, par exemple). Il est à noter que cette méthode est également utilisée pour la mesure précise de vitesses radiales.

Comme la mesure de période, la mesure de $v \sin i$ présente des avantages et des inconvénients. Tout d'abord, cette méthode ne donne pas accès aux vitesses, mais aux vitesses multipliées par un facteur inconnu, dont on sait seulement qu'il est plus petit que 1. C'est à dire qu'on a seulement une limite inférieure de la vitesse. Cette méthode tend donc à trouver plus de rotateurs lents qu'il en existe réellement, un $v \sin i$ petit pouvant signifier une petite vitesse ou un angle i petit (autrement dit, une étoile vue par le pôle).

L'avantage principale est d'être peu exigeante en temps de télescope : une seule mesure suffit pour connaître la vitesse de rotation d'une étoile simple. Cette méthode permet donc d'envisager une étude des vitesses sur un grand échantillon.

3.2 Les périodes de rotation des rotateurs lents des amas jeunes

Au début des années 90, les amas jeunes font l'objet de campagnes d'observations qui ont pour but de mesurer les $v \sin i$. Mais à cause des limitations instrumentales, seule une limite supérieure est dérivée pour les vitesses inférieures à 10 km.s^{-1} (voir figure 2.7). En plus, la facteur $\sin i$ rend la mesure de $v \sin i$ peu utilisable pratiquement. La question posée était donc : existe-t-il réellement des petits rotateurs, ou les petits $v \sin i$ sont-ils dus à des angles d'inclinaisons petits ? L'intérêt de la mesure de période était donc de pouvoir mesurer de petites vitesses, sans la contamination par le facteur $\sin i$.

Comme on a vu au paragraphe 2.4, la mesure exacte des vitesses des rotateurs lents est un point crucial pour la contrainte des modèles dévolution du moment cinétique. Les périodes ont donc été mesurées dans deux amas à l'arrivée sur la séquence principale, IC 4665 et α Persée, dans le but de chercher les rotateurs lents.

3.2.1 Mesures de périodes dans IC4665

IC4665 est un amas de l'hémisphère nord âgé d'environ 30 millions d'années, situé à 350 pc. Il a été essentiellement étudié par C. Prosser pendant sa thèse (1992) afin d'identifier les étoiles membres. Parmi les membres de l'amas, 27 étoiles de type solaire (entre F0-K7) ont fait l'objet d'une campagne d'observations au télescope de 120 cm de l'OHP en juin 1993. Un suivi photométrique à l'aide d'une caméra CCD, dans le filtre V, a permis de mettre en évidence des variations périodiques pour 8 des étoiles.

La réduction des images CCD et la photométrie ont été faites avec IRAF, et les recherches de périodes avec les logiciels utilisant la méthode du périodogramme (Scargle 1982, Roberts *et al.* 1986), et celle de la longueur de chaîne minimale (Dworetzky 1983).

Les périodes détectées s'échelonnent entre 1,5 et 3,7 jours, ce qui correspond à des vitesses de rotation entre 14 et 36 km.s⁻¹. Les étoiles n'ayant pas été choisies en fonction de leur vitesse, l'échantillon n'est pas biaisé par la rotation (à l'époque de la sélection des étoiles cibles, les $v_{\text{sin}i}$ n'étaient pas connus).

Les amplitudes de variations sont comprises entre 0,03 et 0,1 magnitudes. Bien que les périodes de variation soient du même ordre que celles observées pour les étoiles T Tauri, les amplitudes sont bien plus faibles. La diminution de l'amplitude est liée à la réduction de la surface des tâches photosphériques, pendant la pré-séquence principale : l'épaisseur de l'enveloppe convective diminue, ce qui entraîne une décroissance de l'efficacité de l'effet dynamo. En conclusion, l'amplitude de variation est plutôt liée à la profondeur de la zone convective, qu'à la rotation. Ce qui veut dire qu'une faible rotation n'est pas un facteur limitant dans le cas de la mesure de période.

La vitesse minimale observée est de 14 km.s⁻¹. On en conclut donc que, pour les étoiles de type solaire, il existe très peu d'étoiles avec des vitesses très petites dans cet amas. Mais ces résultats sont basés sur une faible statistique (seulement 8 périodes ont pu être mises en évidence), et l'étude sur un plus grand échantillon est nécessaire.

Périodes de rotation et activité photosphérique
des étoiles de type solaire
dans l'amas jeune IC 4665.

S. Allain¹, J. Bouvier¹, C. Prosser², L.A. Marschall³, B.D. Laaksonen³

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France, allain@gag.observ-gr.fr, bouvier@gag.observ-gr.fr

2. Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, MS-66, Cambridge, MA 02138, prosser@cfa.harvard.edu

3. Gettysburg College, Dept. of Physics, Gettysburg, PA 17325, marschal/s207723@gettysburg.edu

article paru dans *Astronomy & Astrophysics*, 1996, vol. 305, pages 498-506

Rotational periods and starspot activity of young solar-type dwarfs in the open cluster IC 4665*

S. Allain¹, J. Bouvier¹, C. Prosser², L.A. Marschall³, and B.D. Laaksonen³

¹ Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, Université Joseph Fourier, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

allain/bouvier@gag.observ-gr.fr

² Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, MS-66, Cambridge, MA 02138, USA

prosser@cfa.harvard.edu

³ Gettysburg College, Dept. of Physics, Gettysburg, PA 17325, USA

marschal/s207723@gettysburg.edu

Received 3 April 1995 / Accepted 19 May 1995

Abstract. We present the results of a V-band photometric monitoring survey of 15 late-type dwarfs in the young open cluster IC 4665. Low-amplitude periodic light variations are found for 8 stars and ascribed to the modulation by starspots that cover typically a few percent of the stellar disk. Periods range from 0.6 to 3.7d, translating to equatorial velocities between 13 and 93 km.s⁻¹. That no period longer than 4d was detected suggests a relative paucity of extremely slow rotators ($V_{eq} \ll 10$ km.s⁻¹) among late-type dwarfs in IC4665. The fractional number of slow rotators in IC 4665 is similar to that of Alpha Per cluster, suggesting that IC 4665 is close in age to Alpha Per (~50 Myr).

Key words: stars: activity – stars: late-type – stars: rotation – open clusters: individual: IC 4665

It was the unexpected discovery by Van Leeuwen & Alphenaar (1982, see also Van Leeuwen et al. 1987) of a few extremely rapidly rotating late-type dwarfs in the Pleiades, with rotational velocities in excess of 100 km.s⁻¹, that prompted the subsequent thorough studies of rotation in young clusters. These studies, which so far mostly focused on two young clusters, Alpha Persei (50 Myr) and the Pleiades (70 Myr), led to the determination of the distribution of rotational velocities for large samples of late-type dwarfs on the ZAMS (see the review by Stauffer 1991). Contemporaneously, statistical studies of the rotational properties of low-mass pre-main sequence T Tauri stars led to the determination of the distribution of rotation among stars with an age of only a few Myr (see the review by Bouvier 1991). Thus at the beginning of the 90's, the distributions of projected velocities, $\delta(v\sin i)$, of both low-mass PMS and ZAMS stars were sufficiently well known to be used as, respectively, initial and final boundary conditions for modeling the evolution of angular momentum of solar-type stars during the pre-main sequence (and beyond when combined with $v\sin i$ measurements of late-type dwarfs in older clusters and of the field).

1. Introduction

Young open clusters with ages of a few 10 Myr harbour a large number of solar-type stars that are just starting their evolution onto the main sequence. Their peculiar evolutionary status, right at the transition between pre-main sequence and main-sequence evolution, make these stars particularly interesting laboratories for testing current models and ideas on the evolution of magnetic activity, angular momentum and lithium abundance from the earliest phases of evolution up to the age of the Sun.

The main challenge for these models is to account for the fact that while T Tauri stars have a relatively narrow $\delta(v\sin i)$ peaking around 20 km.s⁻¹, young cluster stars exhibit a much wider $\delta(v\sin i)$ extending from a few km.s⁻¹ up to almost 200 km.s⁻¹. Recent studies suggest that the rotational evolution of T Tauri stars is largely dictated by the interaction between the star and its circumstellar disk (Bouvier et al. 1993; Edwards et al. 1993). More specifically, the lower rotation rates measured for T Tauri stars interacting with their disk compared to those of T Tauri stars lacking a disk suggests that accretion of circumstellar material results in the braking of the central star. Several models have recently been proposed to describe this braking effect that occurs in spite of accretion of circumstellar material of high

Send offprint requests to: J. Bouvier

* Based on observations made at the Observatoire de Haute-Provence (CNRS), France, Mt. Hopkins Whipple Observatory, CTIO, and the National Undergraduate Research Observatory, U.S.A.

specific angular momentum onto the star. They all rely on the assumption that the star/disk interaction is mediated by a strong stellar magnetic field (Königl 1991; Shu et al. 1994; King & Regev 1994).

This disk-braking process might help to understand the co-existence of slow and rapid rotators on the ZAMS, as observed among late-type dwarfs in young clusters: stars which dissipate their disk at the beginning of their PMS evolution freely spin up as they contract to the ZAMS while stars that retain their disk for a longer time are strongly braked and reach the ZAMS as slow rotators (Hartmann 1991; Bouvier 1994). While quite an appealing explanation for the observed widening of $\delta(v\sin i)$ between the T Tauri phase and the ZAMS, the braking effect by the disk depends upon several parameters which are unfortunately not well determined, namely: the strength of the stellar magnetic field and its topology, the mass-accretion rate and its temporal evolution, and the lifetime of circumstellar disks.

A constraint currently lacking to test the validity of this scenario is the determination of the *true* rotation rates of the slowest rotators in young clusters. So far, rotational studies of late-type dwarfs in young clusters were mostly restricted to the measurement of projected velocities, $v\sin i$. As a result, only *upper limits* of 7 to 10 km.s^{-1} are currently set on the equatorial velocities of the slowest ZAMS rotators. While an equatorial velocity of $\simeq 7 \text{ km.s}^{-1}$ on the ZAMS can conceivably result from the disk-braking process assuming reasonable values for the star's magnetic field, accretion rate, and disk lifetime (e.g., Cameron & Campbell 1993), a much lower velocity of $\simeq 2\text{--}3 \text{ km.s}^{-1}$ would be much more difficult to account for. The measurement of *equatorial* rotation rates, as opposed to projected velocities, for the slowest rotators in young clusters is therefore of primary importance to assess the required efficiency of the disk-braking process during PMS evolution.

Direct determination of equatorial stellar rotation rates can be obtained through photometric monitoring with the aim of detecting rotational modulation induced by stellar spots: the period of modulation seen in the star's light-curve is then a direct measurement of the star's rotational period free of any geometric effects. In this paper, we report on results from the photometric monitoring study of late-type dwarfs belonging to the young cluster IC 4665 [17h44m, +5°40' (1950)]. IC 4665 is one of the few open clusters easily observable from the northern hemisphere during summer months. The cluster is relatively nearby ($\sim 350\text{pc}$) and has recently been extensively investigated in order to identify solar-type and low-mass cluster members through proper motion, photometry, and radial velocity observations (Prosser 1993; Prosser & Giampapa 1994). IC 4665 is also a relatively young cluster (Prosser & Giampapa 1994), being similar in age to the nearer Pleiades and α Persei clusters. Concurrent with other studies of stellar rotation and activity of solar-type stars among the Pleiades, α Per, and field T Tauri stars, we decided to investigate IC 4665's membership to determine true rotational periods which may be used to compare IC 4665 to other nearby clusters in regards to rotational velocity distributions and activity/rotation relations.

In Sect. 2, we describe how the stellar sample was selected and observed. In Sect. 3, the stellar light-curves are analyzed and rotational periods derived. We discuss the implications of these results for the evolution of angular momentum during the pre-main sequence in Sect. 4.

2. Sample selection, observations and data reduction

Our initial sample consisted of 27 IC4665 candidate members selected from the list of Prosser (1991;1993). The stars were restricted to the $0.50 < B-V < 1.40$ range (i.e., spectral types F0-K7); subsequent observations [Prosser 1993; Prosser & Giampapa 1994] identified 12 stars as non-members or likely non-members which we discard in the present analysis. The results for the remaining members and candidate members are reported here.

Observations were conducted at Observatoire de Haute-Provence from June 4 to 17, 1993, with the 120cm telescope equipped with a 512² Tektronics CCD (6.5' FOV). A standard Johnson V-band filter was used for all the observations. Flat-fields and biases were obtained nightly for subsequent image reduction using the NOAO/IRAF CCDRED package. Each of the 20 stellar fields was observed from 1 to 4 times per night almost every night.

For some stars, supporting observations were obtained using the Whipple Observatory 1.2m telescope on Mt. Hopkins, AZ by observer CP and using the 0.8m telescope of the National Undergraduate Research Observatory (NURO) in Flagstaff, AZ by observers LM/BL. Observations by CP were obtained during UT June 27-30, 1993 for P27, P100, P107, P146, and P150. Observations by LM/BL were obtained during UT August 14-18, 1993 for P100, P107, P146, and P150. P27 was also monitored by CP at the CTIO 0.9m telescope during UT Apr 4-6, 1993.

The photometric reduction of the CCD images was performed using the NOAO/IRAF packages APPHOT for uncrowded fields, and DAOPHOT for crowded fields (Stetson 1987). In both cases, aperture photometry was conducted with annular sky background subtraction. Differential photometry between the star of interest and typically 2 to 4 comparison stars in the same image was obtained. For each light curve, object and comparison stars, we subtracted the average of the curve, to obtain zero-averaged curves. The light curves of the non-variable comparison stars were summed to get the reference light curve which contains the non-intrinsic sources of variability due to, e.g., changing atmospheric conditions. The reference light curve thus obtained was then subtracted from the raw light curve of the star of interest to derive its intrinsic light curve.

The photometric error was computed from the dispersion between the light curves of the various comparison stars. The error ranges typically from 0.005 to 0.01 mag. Images leading to a dispersion larger than 0.01 mag among the comparison stars were discarded.

Relative V magnitudes between the object and the reference stars are available upon request to the author.

Table 1. Stellar properties and photometric periods and amplitudes. Nobs gives the total number of measurements. (See text Sect. 3)

P	V	B-V	Sp.T.	R/R _⊙	Nobs	period day	V _{eq} km.s ⁻¹	vsini km.s ⁻¹	sini	amplitude mag	rms mag	notes
4	11.36	0.49	F0	1.4	28			90-100			0.004	=K37
12	12.71	0.76	G0	1.1	24	0.60 ± 0.01	93 ± 10	≤ 10	≤ 0.1	0.03	0.01	
19	11.97	0.60			22			≤ 10			0.007	SB2
21	11.44	0.50	F1-F2	1.4	22			38			0.002	=K53
27	12.65	0.76	G0	1.1	96	1.54 ± 0.01	36 ± 4	33	0.92	0.03	0.01	SB?
38	12.42	0.67	F7	1.1	24		72	67	0.93	0.08	0.015	(1)
39	12.92	0.72	F9	1.0	23	3.7 ± 0.3	14 ± 3	15	1	0.04	0.01	
71	13.65	0.93	G6	1.0	19	3.0 ± 0.2	17 ± 3	17	1	0.04	0.02	
75	13.68	0.88	G5	0.9	19	2.5 ± 0.1	18 ± 2	16	0.89	0.05	0.02	
94	14.26	1.01	G8	0.8	22			10			0.03	
100	14.34	1.02	K0	0.85	91	2.27 ± 0.02	19 ± 2	21	1	0.1	0.03	
107	12.96	0.82	G2-G3	1.1	86			27			0.01	
146	14.18	1.09	K0	1.0	83			≤ 10			0.01	
150	13.08	0.85	G4	1.1	91	2.22 ± 0.02	25 ± 3	25	1	0.06 & 0.09	0.025	
155	13.41	0.88	G5	0.9	20	2.4 ± 0.1	19 ± 3	17	0.89	0.07	0.03	

(1) A period of 18.6h has been derived by Prosser (1993).

3. Results

We searched for a periodic signal in the light curves using three different methods. The first method uses the periodogram time-series analysis algorithm for unevenly spaced data (Scargle 1982; Horne & Baliunas 1986). Based on discrete Fourier transform, the algorithm computes the power spectrum of the data set called periodogram. We derived the confidence level of the periodogram's peaks by randomly generating a large number of synthetic, pure noise light curves having the same temporal sampling as the object's light curve. These synthetic light curves are then analyzed with the periodogram and the frequency with which a peak appears at a given power provides the false-alarm probability. In the following we consider periods to be real only if a confidence level of 99% or more is reached.

In addition, we applied the CLEAN algorithm from Roberts et al. (1986) to the periodogram analysis. The CLEAN algorithm performs a nonlinear deconvolution in the frequency domain, handling effects due to the finite time span of the data set and the incompleteness of the sampling which generates spurious periods called aliases. When several periods are detected at a high confidence level in the periodogram, CLEANing the periodogram helps to distinguish between real periods and aliases.

We also used the string-length method (Dworetzky 1983) which, for a given trial period, computes the mean length between successive points of the phased light curve. This method does not make any hypothesis upon the light curve's shape and is therefore sometimes more appropriate than the periodogram analysis (though most of the time the results obtained by the two methods are similar).

We were thus able to measure the rotational periods for 8 of the 15 studied stars. The uncertainty on the period was derived from the width at half-maximum of the periodogram peak while the amplitude of photometric variability, ΔV , was derived by fitting a sinusoidal curve, using a least-square method, to the

phased light curve. Using the spot model described in Bouvier et al. (1993) we derived from the observed amplitude of modulation in the V-band a crude estimate of the area of the spot responsible for the photometric variations:

$$\Delta m(\lambda) = -2.5 \log[1 - (1 - Q(\lambda))G_{eq}(\lambda)]$$

where G_{eq} is the lower limit to the true surface (relative to the disk surface) coverage by spots and $Q(\lambda)$ is the flux ratio between the spot and the photosphere. Since we performed observations at only one wavelength, we cannot constrain the spot temperature. We therefore assume an essentially dark spot, whose luminosity is negligible compared to the star luminosity, i.e. $Q(\lambda) = 0$, which yields:

$$G_{eq} = 1 - 10^{-\frac{\Delta m}{2.5}}$$

Once the photometric period, assumed to be a measure of the stellar rotational period, is derived, one can compute the stellar equatorial velocity using an independent estimate of the stellar radius. Here, the stellar radius was estimated from the B-V color and the V magnitude (from Prosser 1993), assuming a distance modulus of $m-M = 8.3$, and a reddening of $E(B-V) = 0.18$ (Mermilliod 1981) as follows: using tables of $(B-V)_o$ versus effective temperature from Allen (1976, p.206), we get T_{eff} (and the star's spectral type, except for P4, whose spectral type is known from spectroscopic observations). From T_{eff} we compute the bolometric correction, using the Allens's relation (1976, p.197):

$$BC = -42.54 + 10 \log T_{eff} + (29000K/T_{eff})$$

The bolometric magnitude, M_{bol} , can then be derived as well as the radius from Allen's relation (1976, p.193):

$$M_{bol} = 42.36 - 10 \log T_{eff} - 5 \log (R_*/R_{\odot})$$

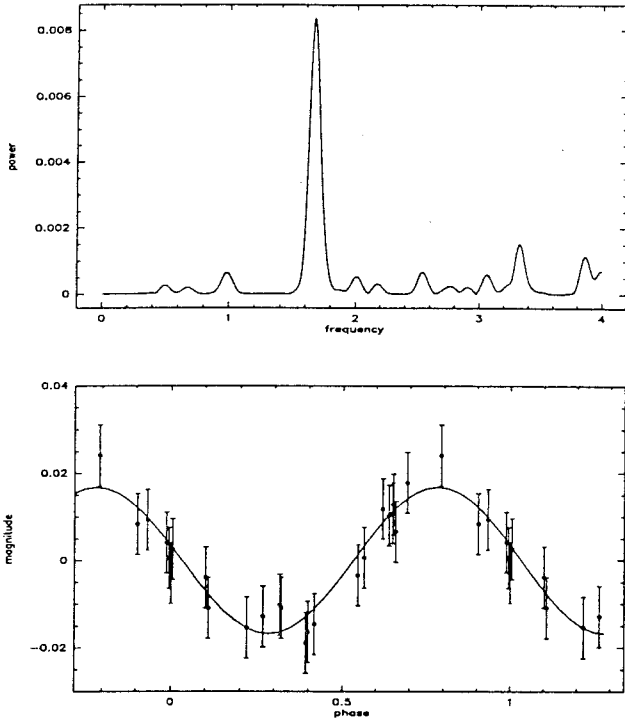


Fig. 1. *Top*: P12 CLEANed periodogram. Frequency (in day^{-1}) is defined as $1/\text{Period}$. *Bottom*: P12's light curve folded in phase with $P=0.6\text{d}$. Magnitude is the difference between V magnitude of the star P12 and the reference stars' magnitude, averaged to zero

i.e.,

$$\frac{R_*}{R_\odot} = 10^{-\frac{1}{5}(M_{bol} - 42.36 + 10 \log T_{eff})}$$

A 10% uncertainty is assumed on the stellar radius estimate. Equatorial velocities are then given by $v_{eq} = 2\pi \frac{R_*}{P}$, where P is the rotational period, and can be compared with $v \sin i$ measurements from Prosser & Giampapa (1994).

The results of the period analysis and the stellar properties are summarized in Table 1. The last column of Table 1 gives the rms deviation of the data points in the light curve, as an indication of the degree of photometric variability of the object, regardless of whether a period is detected or not. Below we briefly discuss some of the more noteworthy stars in Table 1.

P12: The light curve of P12 shows clear evidence of rapid variations. The raw periodogram gives 3 periods with confidence level of 99.9% : 0.60, 1.47, 3.02, and the string-length method gives as the most probable periods 0.60 and 1.50d. When applying the CLEAN algorithm, only one peak remains at 0.6d (see Fig 1). P12's light curve folded in phase with a period of 0.60d exhibits a smooth sinusoidal-like pattern. We stress, however, that the light-curve sampling (typically 2 measurement per night) is not well suited to detect such short periods. Therefore, this result requires independent confirmation.

The radius is $1.1R_\odot$, and assuming a $0.60 \pm 0.01\text{d}$ period, the equatorial velocity is $93 \pm 10\text{km.s}^{-1}$. The $v \sin i$ of P12 is known to be less than 10km.s^{-1} , so it implies that the inclination angle is of the order of 6 degrees, or less. As the star is seen

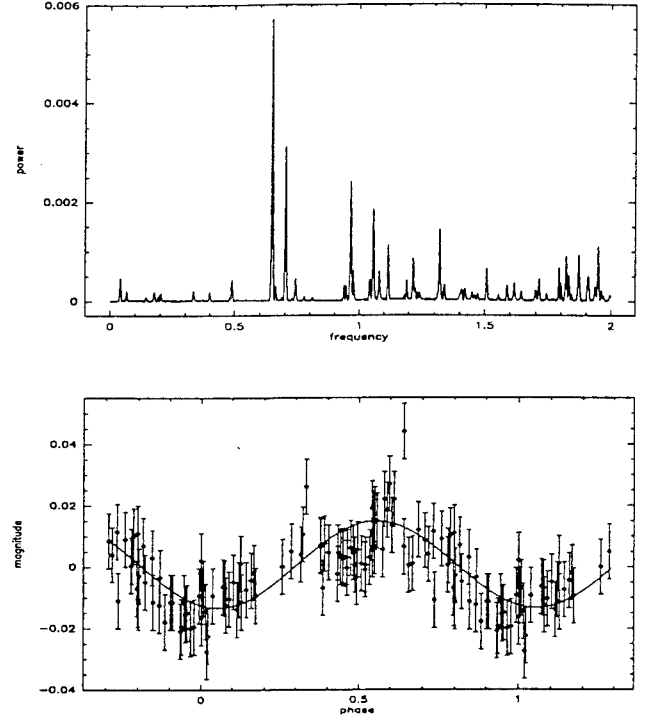


Fig. 2. Same as Fig. 1 for P27 and $P=1.54\text{d}$.

nearly pole-on, the amplitude of variations (0.03 mag) implies that the spot is located at low latitudes, and has a fractional area of 3% at least.

P27: P27 was observed at three epochs: UT April 2 to 6, June 4 to 17 and June 27 to 30, 1993. In the raw periodogram the highest peak corresponds to a period of 1.54d, while the string-length method suggests 1.57 or 2.25d. A period longer than 2d is unlikely as the $v \sin i$ (33km.s^{-1}) corresponds to a maximum period of 1.7d. Analysis with CLEAN indicates a most probable period around 1.57d (see Fig. 2). The light curve over the three epochs of observations and the best sinusoidal fit, obtained with a period of $1.54 \pm 0.01\text{d}$, are shown on Fig. 3. Figure 2 shows the light curve folded in phase with a period of 1.54d.

The equatorial velocity is $36 \pm 4\text{km.s}^{-1}$, leading to $\sin i = 0.92$. The light curve is well fitted with a sinusoid of amplitude 0.03, which corresponds to a stellar spot of 3% of the stellar disk.

P39: The highest peak in the raw periodogram indicates a period of $3.7 \pm 0.3\text{d}$, with a probability level of $\geq 99.9\%$. An alias is also found at 0.8d with the same probability level. CLEAN confirms that the 3.7d period is the true period (see Fig. 4). The amplitude of variation is 0.04 mag, leading to a spot area of 4% that of the stellar disk. For a radius of $1.0R_\odot$ and a $v \sin i$ of 15km.s^{-1} , we find $V_{eq} = 14 \pm 2\text{km.s}^{-1}$ and $\sin i = 1$.

P71: There are two possible periods in the raw periodogram with probability level $\geq 99.9\%$: 3.0 ± 0.2 and $1.50 \pm 0.04\text{d}$. The CLEANed periodogram only exhibits a peak at a period of 3.0d. Figure 5 shows the light curve fitted with a 3.0d period sinusoid. We deduce a spot coverage of 4% of the stellar disk ($\Delta V = 0.04$)

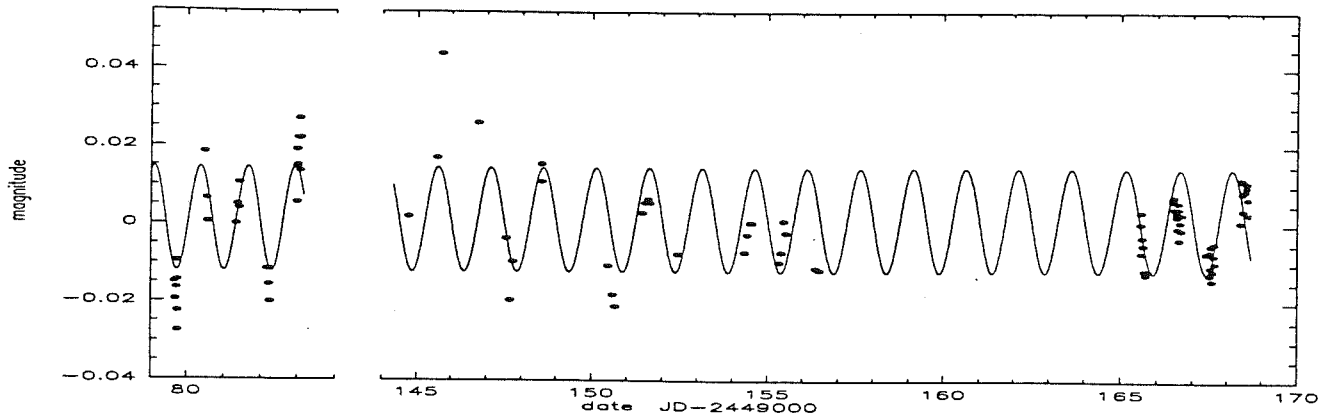


Fig. 3. P27's light curve fitted with a sine curve of period 1.54d

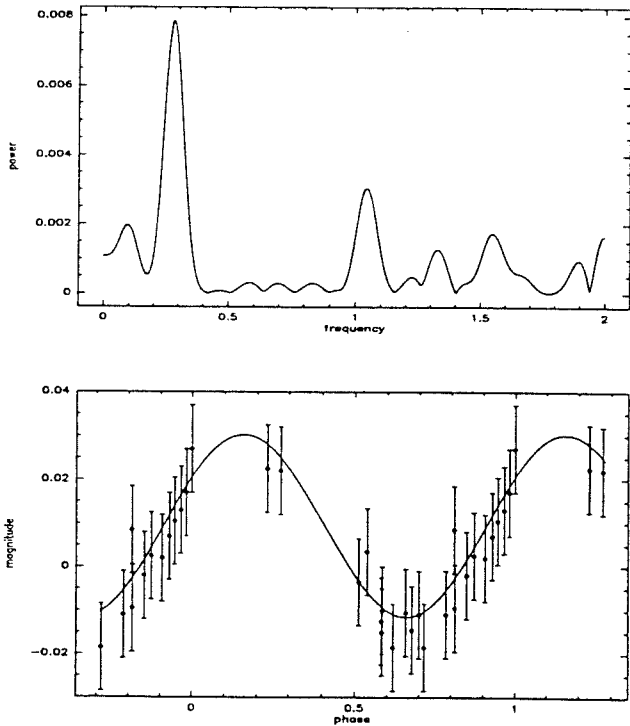


Fig. 4. Same as Fig. 1 for P39 and $P=3.7$ d

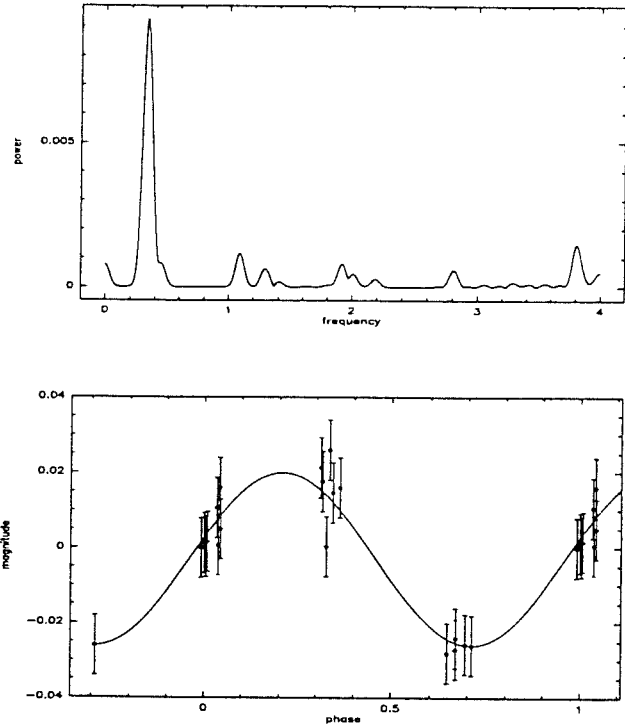


Fig. 5. Same as Fig. 1 for P71 and $P=3.0$ d

and, for a radius of $1.0R_{\odot}$, $V_{eq} = 17 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}$ consistent with $v \sin i = 17 \text{ km.s}^{-1}$.

P75: While up to 3 possible periods (0.7, 1.6, and 2.5d) appear at a confidence level $\geq 99.0\%$ in the raw periodogram, only the 2.5 ± 0.1 d period remains after application of the CLEAN algorithm (see Fig. 6). The amplitude of variation is 0.05 mag, so the spot's fractional area is 4% of the stellar disk. P75's radius is $0.9R_{\odot}$, which gives $V_{eq} = 18 \pm 2 \text{ km.s}^{-1}$ and $\sin i = 0.89$ for $v \sin i = 16 \text{ km.s}^{-1}$.

P100: P100 was observed during the following runs: from UT June 4 to 17 at OHP, from UT June 27 to 30 and from UT August 14 to 18, 1993 at NURO. The raw periodogram indicates the following possible periods with high probability levels ($\geq 99.9\%$): 0.68, 1.85 and 2.27d. The string-length method finds a

most probable period around 2.26d, and the CLEAN algorithm confirms with no ambiguity that the 2.27d period is a true period (see Fig. 7). We thus derive a period of $P = 2.27 \pm 0.01$ d for P100. Over the complete observational range (73 days), no phase shift nor variation of the amplitude are observed (Fig. 8).

The amplitude of the variations is 0.1mag (Fig. 7), which corresponds to a dark spot that covers 9% of the stellar disk. For a stellar radius of $0.85R_{\odot}$, we find $V_{eq} = 19 \pm 2 \text{ km.s}^{-1}$, consistent with $v \sin i = 21 \text{ km.s}^{-1}$ and indicating that the star is seen equator-on.

P150: P150 was observed during three different runs: from UT June 4 to 17 (epoch 1), from UT June 27 to 30 (epoch 2) and from UT August 14 to 18 (epoch 3), 1993. When applied to the entire data set the periodogram and the CLEAN algorithm

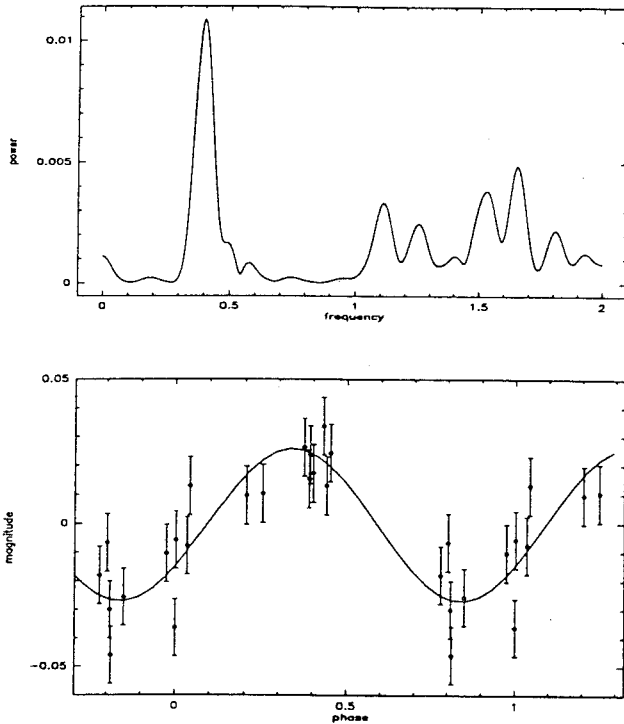


Fig. 6. Same as Fig. 1 for P75 and $P=2.5$ d

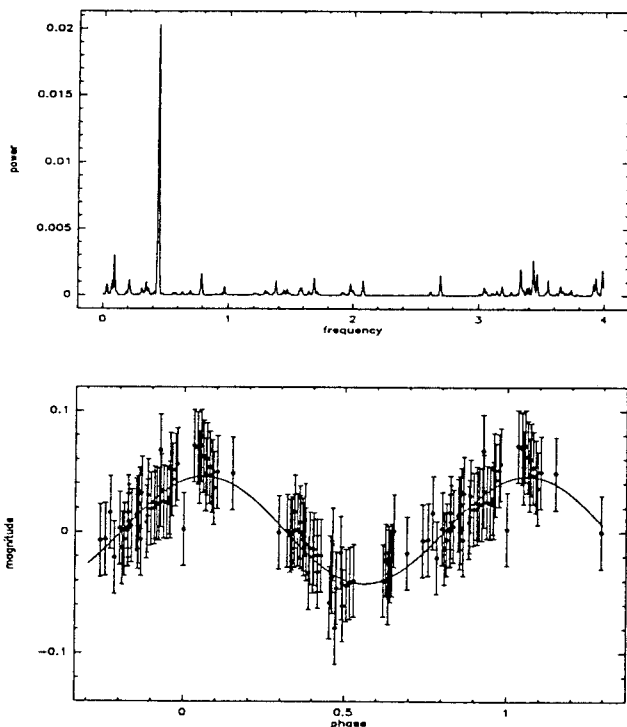


Fig. 7. Same as Fig. 1 for P100 and $P=2.27$ d

find with no ambiguity a period of 2.22 ± 0.2 d (Fig. 9 and 10). A sine curve with a period of 2.22d separately fits each of the light curves obtained at the different epochs of observations. It fails, however, to provide a good fit to the whole data set. This suggests that phase shifts and/or amplitude changes occurred within the time span of our observations.

That both phase shifts and amplitude changes occurred is apparent in Fig. 10. In this figure, the complete light curve is shown together with a sine curve with a period of 2.22d fitted to the first epoch of observations and extrapolated to the second and third ones. It is seen that the amplitude of variations in the second epoch is very similar to that of the first epoch but that the phase has slightly shifted. On the 3rd epoch, it is primarily the photometric amplitude that has changed (0.09 mag compared to 0.06 mag at epoch 1 & 2, which corresponds to a fractional spot coverage of 8 and 5%, respectively) while the phase is very nearly the same as at epoch 1.

The phase and amplitude changes observed in P150's light curve suggest that the spot properties and/or their location on the stellar surface varies on a timescale shorter than our 2.5 month-long observations. For instance, a longitudinal migration of the spot group at the stellar surface would produce phase shifts qualitatively similar to those observed between epochs 1 & 2. Alternatively, phase shifts may result from the disappearance and reformation of spots at different location on the stellar surface if the spot lifetime is relatively short. That the observed phase shifts from the first to the second and third epochs cannot be accounted for by a *continuously* changing phase, i.e., assuming $\delta\Phi/dt = \text{constant}$, may favor the latter interpretation.

P150 is a G4 spectral type star, for which a $1.1R_{\odot}$ radius and $P=2.22$ d, leads to $V_{eq} = 25 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}$. With a measured $v\sin i$ of 25 km.s^{-1} , we thus deduce $\sin i = 1$.

P155: Two possible periods are found again in the periodogram, 1.7d and 2.4d at a confidence level $\geq 99.9\%$. When applying CLEAN only one period remains at $P=2.4 \pm 0.1$ d (Fig. 11). The photometric amplitude of 0.07 mag corresponds to a spot coverage of 6%. For a stellar radius of $0.9R_{\odot}$, we deduce a rotational velocity of $19 \pm 3 \text{ km.s}^{-1}$ and, with a $v\sin i$ of 17 km.s^{-1} , an inclination angle of $i \sim 60^{\circ}$.

P4, P19, P21, P38, P94, P107, P146: No period could be found for these stars. Some do not exhibit photometric variability in excess of the 0.005-0.01 mag photometric error (P4, P19, P21). For the other stars, variability is observed beyond photometric errors but the periodogram did not find any period with a confidence level in excess of 95% (except for P107 where we find marginal evidence for a period between 1.5 and 1.9d). In particular, we are unable to confirm the 18.6h period previously detected for P38 by Prosser (1993) though P38's light curve does suggest rapid photometric variations.

4. Discussion

Like other young clusters, IC4665 is expected to contain late-type dwarfs near the ZAMS exhibiting a very wide range of rotation rates. In such clusters as Alpha Persei (50 Myr), IC 2391 (30 Myr) and the Pleiades (70 Myr), G and K dwarfs have

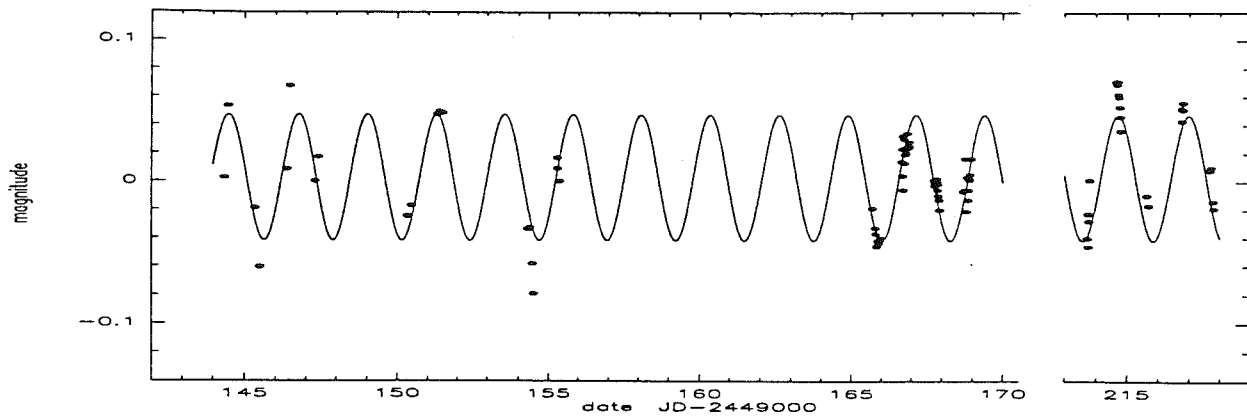


Fig. 8. P100's direct light curve fitted with a sine curve of period $P=2.27d$

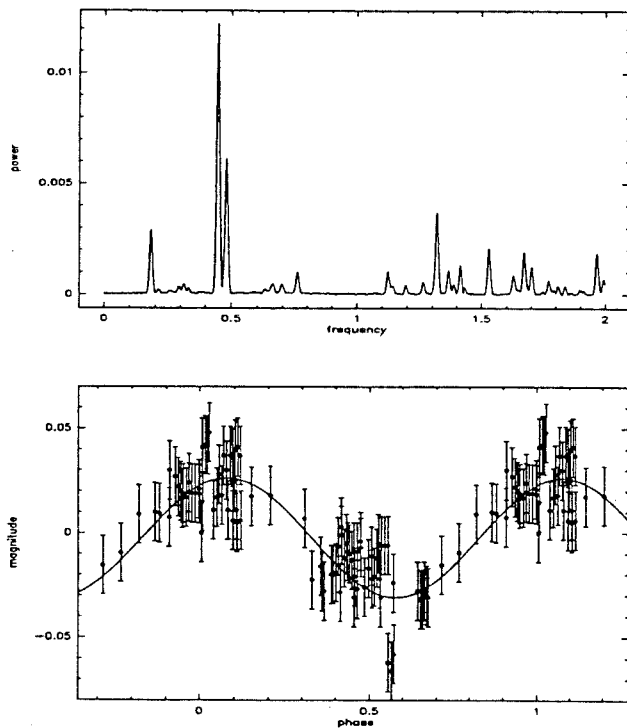


Fig. 9. Same as Fig. 1 for P150 and $P=2.22d$

$v \sin i$ ranging from less than 10 km.s^{-1} to 150 km.s^{-1} or more (Stauffer et al. 1989; Prosser 1992, 1994; Soderblom et al. 1993). Although still fragmentary, rotational studies of G-K dwarfs in IC 4665 also indicate a large range of $v \sin i$, from less than 10 km.s^{-1} to at least 70 km.s^{-1} (Prosser & Giampapa 1994).

While $v \sin i$ studies of late-type dwarfs have been quite exhaustive in several young clusters, only a few direct determinations of rotational periods for young cluster dwarfs have been obtained so far. Moreover, recent efforts to derive the rotational periods of young cluster dwarfs have mostly focused on stars with large $v \sin i$ values. The periods of a few hours found for these stars clearly confirm that they are extremely rapid rotators with equatorial velocities up to 200 km.s^{-1} (e.g., Prosser et al. 1993, O'Dell & Collier Cameron 1993).

The measurement of rotational periods for slow rotators is much more demanding. First, long observing runs are needed to sample the light curve over more than one complete rotational cycle. Second, if starspot activity is related to rotation, one might expect the spot size to be smaller in slowly rotating stars than in rapidly rotating ones leading to a corresponding smaller amplitude of photometric modulation. Our primary aim in this study was to measure rotational periods of slow and moderate rotators in IC 4665. At the time of the observations, the $v \sin i$ of most of the stars in our sample were unknown but were derived since then and are listed in Table 1.

Only 4 stars in the sample (P12, P19, P94, P146) are seemingly slow rotators with a $v \sin i$ of 10 km.s^{-1} or less. We failed to detect a period for 3 of them (P19, P94, P146). One reason might be that these stars are indeed extremely slow rotators, with rotational periods longer than the duration of our observations, i.e., $P \geq 15d$, which would translate into an equatorial velocity of 3 km.s^{-1} at most. Such a small equatorial velocity for a G-K dwarf in a young cluster would imply an extremely efficient braking mechanism acting on stars approaching the ZAMS on their pre-main sequence radiative tracks. Current models of PMS angular momentum evolution of solar-type stars would have severe difficulties to account for such small velocities on the ZAMS (Bouvier 1994; Bouvier & Forestini 1995; Keppens et al. 1995; Soderblom et al. 1993).

There might be other reasons, however, why we failed to measure a rotational period for P19, P94, and P146. For instance, the small $v \sin i$ of these stars may merely indicate that they are viewed nearly along their rotational axis (i.e., small $\sin i$). In such a geometry, the projected surface of a starspot remains nearly the same during the whole rotational cycle, thus inducing negligible amplitudes of photometric modulation. This might be the case for P19 whose light curve does not show variations significantly larger than the photometric errors. P94's and P146's light curves, however, exhibit variations with a maximum amplitude of about 0.1 mag. If due to starspots, the lack of a periodicity could arise from a spot lifetime being shorter than the rotational period. We are therefore unable to conclude on the true rotation rate of these 3 seemingly slow rotators.

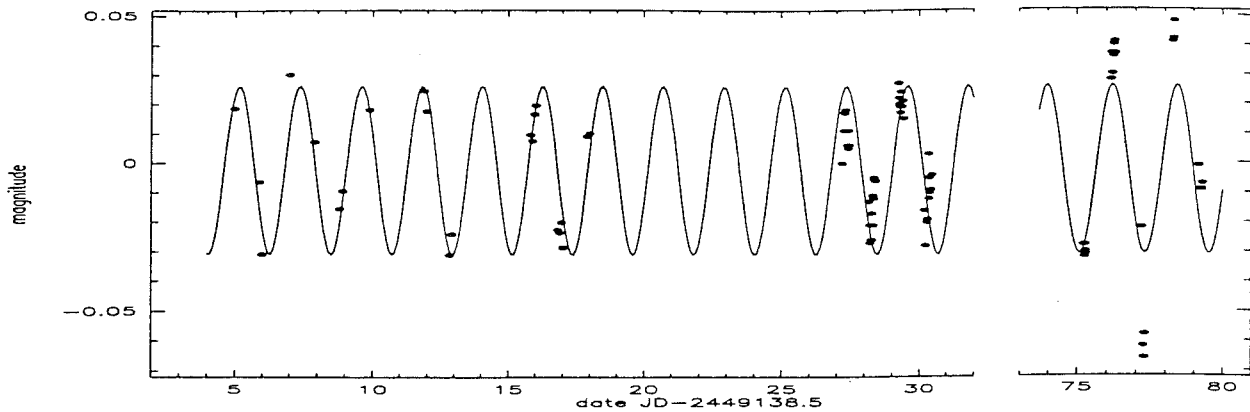


Fig. 10. P150's light curve. A $P=2.22$ d sine curve was fitted to the first epoch of observations (Day 5-18) and extrapolated to the second and third epochs

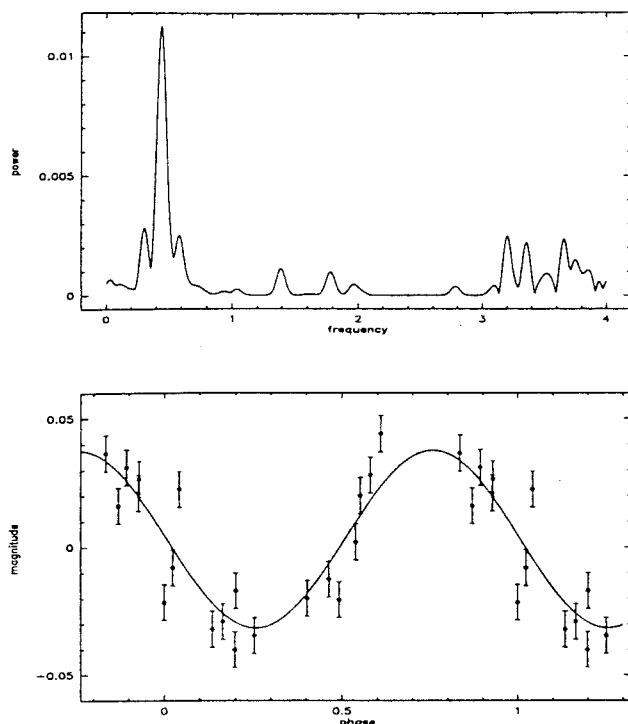


Fig. 11. Same as Fig. 1 for P155 and $P=2.4$ d

For P12, however, we find a surprisingly short photometric period of 0.6d, which translates into an equatorial velocity of 93km.s^{-1} , while $v\sin i$ is measured to be less than 10km.s^{-1} . Even if we accept the alternative period of 1.47d, which appears as a mere alias of the 0.6d period, the true velocity would still be of 38km.s^{-1} , implying an inclination angle of 15° at most for $R_* = 1.1R_\odot$. In all cases then, P12 appears to be a fast rotator seen almost pole-on, which may also account for the fact that it is one of the stars with a detected period which exhibits a very low amplitude of modulation.

All the other stars for which we succeeded in measuring a period turn out to be moderate rotators, with periods in the range from 1.5 to 3.7d, corresponding to equatorial velocities between

14 and 36km.s^{-1} . The $\sin i$ values computed from the rotational period and projected velocity are listed in Table 1: it shows that most stars with detected periods are seen at high inclination ($\sin i \geq 0.89$, with the exception of P12 above), which probably partly results from an observational bias since the contrast of the rotational modulation by spots increases for stars seen nearly equator-on.

We emphasize that the selection of the stellar sample was based only on the star's spectral type and their probable membership to the cluster. At the time of this selection, the $v\sin i$ were unknown and could therefore not be used as a selection criterium. Therefore, as far as rotation is concerned, this sample can be considered as randomly selected. It is then interesting to note that we did not detect any period longer than 4d, though in principle we are able to measure periods up to 10d. This result suggests a relative deficiency of very slow rotators among the G-K dwarfs of IC 4665, with periods in the 4-10d range as observed for a number of late-type dwarfs in the Pleiades cluster (Prosser et al. 1995).

A similar conclusion was reached by Prosser & Giampapa (1994) from $v\sin i$ measurements, namely: only 3 over 15 G-K dwarfs in IC 4665 were found to have a $v\sin i$ less than 10km.s^{-1} . This fractional number of slow rotators is close to that observed in the 50 Myr-old Alpha Per cluster ($\approx 25\%$) but much smaller than that derived for the 70 Myr-old Pleiades cluster ($\approx 50\%$). The increasing fraction of slow rotators in aging clusters results from the rapid braking of late-type dwarfs on the ZAMS. Therefore, the small fraction of slow rotators found in our randomly selected, but admittedly small, sample suggests that IC 4665 is closer in age to the Alpha Persei cluster than to the Pleiades.

Conversely, IC 4665 cannot be much younger than 40 Myr according to the location of its late-type members in the H-R diagram (Prosser & Giampapa 1994). An independent argument for the stars in IC 4665 being quite close to or even on the ZAMS, as opposed to being pre-main sequence stars, is provided by their small-amplitude photometric variability. The photometric amplitudes are found to be at most 0.1 mag and is often 0.05 mag or less among IC 4665's G-K dwarfs. Such a range of amplitudes

is quite similar to that measured for late-type dwarfs, slow and rapid rotators alike, in the Alpha Persei and Pleiades clusters (e.g., Prosser et al. 1995). But it is significantly smaller than the amplitudes of modulation exhibited by pre-main sequence stars with an age of 10 Myr or less: in most weak-line T Tauri stars, the amplitude of rotational modulation ranges between 0.1 and 0.3 mag (Bouvier et al. 1993, 1995). The small-scale photometric variability of IC 4665 G-K dwarfs thus confirms that these stars are significantly older than T Tauri stars.

In spite of their different evolutionary status, IC 4665 dwarfs and weak-line T Tauri stars nevertheless have strikingly similar rotational periods (1–4 day), a result which is not unexpected in the framework of current models of PMS angular momentum evolution (see Bouvier 1994 and references therein). That starspots are much smaller in young cluster dwarfs than in T Tauri stars, as indicated by their lower amplitudes of variability, cannot therefore be ascribed to different rotation rates. Instead, we believe that the declining starspot activity from the pre-main sequence to the ZAMS results from the retreat of the convective zone, thus leading to a reduced efficiency of the internal dynamo producing the surface magnetic field. Surprisingly enough, this decline of surface magnetic activity, indicated at the photospheric level by the size of starspots decreasing with age, is not seen at the coronal level, as weak-line T Tauri stars and moderate rotators in young clusters exhibit very similar level of X-ray fluxes (Stauffer et al. 1994).

5. Conclusion

The primary aim of this study was to search for very slow rotators among late-type dwarfs of the IC 4665 cluster. Although we were able to derive the equatorial velocity for half the stars in our sample, no slow rotators ($P \geq 4$ days) were found. The failure to detect long rotational periods is unlikely to be entirely the result of an observational bias but suggests instead a true deficiency of slow rotators in IC 4665. Such a paucity of very slow rotators needs to be confirmed by more sensitive techniques such as the Ca II H&K monitoring of young cluster dwarfs.

Among the 9 IC 4665 late-type stars with known rotational periods, 6 are moderate rotators with equatorial velocities in the range from 14 to 25 km.s⁻¹, and the remaining 3 are fast rotators ($V_{eq} \geq 36$ km.s⁻¹). More rotational period measurements are clearly needed to improve the determination of the equatorial velocity distribution of these stars. Nevertheless, from the preliminary results reported here, it appears that the relative fraction of slow/moderate/fast rotators (0/6/3) is in good qualitative agreement with the predictions of recent models of angular momentum evolution of young solar-type stars.

Acknowledgements. We thank F.X. Nelva for assistance during the observations at OHP. Some of this research was performed at the Lowell Observatory 31-inch telescope which, under an agreement with Northern Arizona University and the NURO Consortium, is operated 60% of the time as the National Undergraduate Research Observatory. C.P. was supported under NASA Grant No. NAGW-2698.

Special thanks to D.H. Roberts et al. for their helpful and performing CLEAN algorithm.

References

- Allen C.W., 1976, *Astrophysical quantities* 3rd Ed. (London, Athlone)
- Bouvier J. 1991, in: *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, ed. S. Catalano & J.R. Stauffer, p.41 (NATO ASI Series)
- Bouvier J. 1994, in: *The Eighth Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar System, and the Sun*, ed. J.-P. Caillault, ASP Conf. Ser., Vol.64, p.151
- Bouvier J., Forestini M. 1995, in: "Circumstellar Dust Disks and Planet Formation", 10th IAP meeting, ed. R. Ferlet, in press
- Bouvier J., Cabrit S., Fernandez M., Martin E.L., Matthews J.M 1993, *A&A* 272, 167
- Bouvier J., Covino E., Kovo O. et al., 1995, *A&A* in press
- Cameron A.C., Campbell C.G. 1993, *A&A* 274, 309
- Dworetzky M.M. 1983, *MNRAS* 203, 917
- Edwards S. et al. 1993, *AJ* 106, 372
- Hartmann L.W. 1991, in: *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, ed. S. Catalano & J.R. Stauffer, p.379 (NATO ASI Series)
- Horne J.H., Baliunas S.L. 1986, *ApJ* 302, 757
- Keppens R., MacGregor K.B., Charbonneau P. 1995, *A&A* 294, 469
- King A.R., Regev O. 1994, *MNRAS* 268, L69
- Konigl A. 1991, *ApJ* 370, L39
- Mermilliod J.C. 1981, *A&AS* 44, 467
- O'Dell M.A., Collier Cameron A., 1993, *MNRAS* 262, 521
- Prosser C.F. 1991, thesis, Univ. of Calif. Santa Cruz.
- Prosser C.F. 1992, *AJ* 103, 488
- Prosser C.F. 1993, *AJ* 105, 1441
- Prosser C.F., et al. 1993, *PASP* 105, 1407
- Prosser C.F., Giampapa M.S. 1994, *AJ* 108, 964
- Prosser C.F. 1994, *AJ* 107, 1422
- Prosser C.F. et al., 1995, *PASP* 107, 211
- Roberts D.H., Lehar J., Dreher J.W. 1986, *AJ* 93, 968
- Scargle J.D. 1982, *ApJ* 263, 835
- Soderblom D.R., Stauffer J.R., MacGregor K.B., Jones B. 1993, *ApJ* 409, 624
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Jones B.F., McNamara B.R. 1989, *ApJ* 342, 285
- Stauffer J.R. 1991, in: *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, ed. S. Catalano & J.R. Stauffer, p.117 (NATO ASI Series)
- Stauffer J.R., Caillault J.-P., Gagné M., Prosser C.F., Hartmann L.W. 1994, *ApJS* 91, 625
- Stetson P.B. 1987, *PASP* 99, 191
- Shu F., Najita J., Ostriker E. et al., 1994, *ApJ* 429, 781
- Van Leeuwen F., Alphenaar P. 1982, *ESO Messenger*, No. 28, 15
- Van Leeuwen F., Alphenaar P., Meys J.J.M. 1987 *A&AS* 67, 483

3.2.2 Mesures de la période des rotateurs lents dans α Persée

L'amas α Persée est beaucoup mieux connu que IC 4665. En particulier, les vitesses de rotation ont été mesurées par Prosser (1992), ce qui permet de concentrer la mesure de périodes sur les rotateurs lents.

D'après les résultats de la partie précédente, sur IC4665, une faible vitesse n'est pas un facteur limitant pour la mesure de période. C'est donc une bonne méthode pour déterminer avec précision des vitesses de rotation très faibles. Il est par contre nécessaire de suivre les étoiles sur une longue période de temps (au moins égale à une fois et demi la période).

L'échantillon d'étoiles a été choisi parmi les étoiles de type solaire (G et K), membres de α Persée d'après l'étude faite par C. Prosser (1992), et qui ont un $v_{\text{sin } i}$ inférieur à 10 km.s^{-1} . Les observations ont été menées dans le cadre des campagnes COYOTES, dont c'était la troisième édition. Les télescopes utilisés étaient le 1,20 m de l'OHP, un télescope de 1 m de La Palma (Iles Canaries) et un télescope de 1,5 m à Calar Alto (Espagne). Les observateurs étaient Jérôme Bouvier, Matilde Fernández et Eduardo Martín.

Parmi les 22 étoiles de l'échantillon, 10 périodes ont pu être mises en évidence. Celles-ci sont comprises entre 1,3 et 7,1 jours. Parmi les 10 étoiles K, 7 ont une période, tandis que pour les étoiles G, il n'y en a que 3 sur 11. Comme pour IC4665, on remarque un manque de rotateurs très lents, avec des vitesses inférieures à 6 km.s^{-1} . On remarque aussi une dépendance de l'amplitude de variation avec le type spectral : plus l'étoile est froide, plus le *maximum* de l'amplitude est grand. Il n'y a par contre pas de relation évidente entre la rotation et l'amplitude.

Ces résultats confirment ceux obtenus dans le nuage IC4665 : l'amplitude des variations est essentiellement liée à la profondeur de la zone convective, qui augmente lorsque la masse diminue. Les résultats posent également une limite inférieure des vitesses de rotation parmi les étoiles G et K de l'amas α Persée de 6 km.s^{-1} .

Cette limite inférieure pose une limite supérieure sur les temps de vie des disques pendant la phase pré-séquence principale. Il semble donc que, même si les étoiles tournent en rotation solide pendant toute leur évolution, des temps de vie de disque très longs (30 à 40 millions d'années) ne sont nécessaires que pour une petite fraction d'étoiles. Si on suppose une étoile d' $1 M_{\odot}$ qui garde son disque suffisamment longtemps pour ne pas accélérer pendant la pré-séquence principale, et qui garde une période constante de 8 jours depuis la phase T Tauri, alors sa vitesse à l'arrivée sur la séquence principale sera de 6 km.s^{-1} . Une distribution de vitesses initiales telle qu'elle est observée pour les T Tauri peut donc reproduire les vitesses observées dans les amas jeunes. La principale objection faite à l'hypothèse de la rotation solide est qu'on n'observe pas de disque de plus de 10 millions d'années parmi les étoiles T Tauri (voir Krishnamurthi *et al.*, 1997).

**COYOTES III : Preuve observationnelle
d'une limite inférieure des vitesses de rotation
des étoiles G et K à l'arrivée sur la séquence
principale**

S. Allain¹, M. Fernández^{2,3}, E.L. Martín⁴, J. Bouvier^{1,5}

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France, allain@gag.observ-gr.fr, bouvier@gag.observ-gr.fr
2. Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. 70-264, 04510 México D.F., México
3. Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany, matilde@mpia-hd.mpg.de
4. Instituto de Astrofísica de Canarias, 38200 La Laguna, Tenerife, Spain ege@ll.iac.es
5. CFHT, P.O. Box 1597 Kamuela, Hawaii 96743 USA, bouvier@cfht.hawaii.edu

article paru dans *Astronomy & Astrophysics*, 1996, vol. 314, pages 173-181

COYOTES III: observational evidence for a lower limit to the rotational velocity of ZAMS G and K dwarfs*

S. Allain¹, M. Fernández^{2,3}, E.L. Martín⁴, and J. Bouvier^{1,5}

¹ Laboratoire d'astrophysique, Observatoire de Grenoble. URA CNRS 708, B.P. 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France (allain@gag.observ-gr.fr, bouvier@gag.observ-gr.fr)

² Instituto de Astronomía, UNAM, Apdo. 70-264, 04510 México D.F., México

³ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany (matilde@mpia-hd.mpg.de)

⁴ Instituto de Astrofísica de Canarias, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain (ege@ll.iac.es)

⁵ CFHT, P.O. Box 1597 Kamuela, Hawaii 96743, USA (bouvier@cfht.hawaii.edu)

Received 12 February 1996 / Accepted 15 March 1996

Abstract. In order to provide additional constraints to current models of angular momentum evolution of solar-type stars, we have conducted a period-determination program in the Alpha Perseus cluster. We have selected a sample of 22 Alpha Perseus G and K dwarfs on the basis of their seemingly slow rotation rate ($v \sin i \leq 10 \text{ km.s}^{-1}$). We searched for periodic modulation induced by stellar spots by performing a photometric CCD monitoring campaign in the V band over a baseline of 14 days. We detected 10 periods ranging from 1.3 to 7.1 days. A period was found for 7 out of the 10 K stars of our sample but for only 3 out of the 12 G and F stars. This bias is due to the existence of a clear relationship between spectral type and the amplitude of modulation by spots. We show that our study is not biased against the detection of very slow rotators and conclude to the existence of a lower limit of about 6 km.s^{-1} for the rotational velocity of Alpha Perseus G and K dwarfs. A significant fraction of solar-type stars in young clusters thus appear to have equatorial velocities distributed in a very narrow range between about 6 and 10 km.s^{-1} , a result which poses a severe constraint to current models of angular momentum evolution.

Key words: stars: evolution; pre-main sequence; rotation

1. Introduction

Since it was discovered that zero-age main sequence stars (ZAMS) have a velocity distribution peaked at low velocities with a wide high-velocity tail (Van Leeuwen & Alphenaar

1982), it has been emphasized that the physical phenomena ruling the pre-main sequence (PMS) evolution of stellar angular momentum are not as simple as it was once thought. During the pre-main sequence phase, young solar-type stars (T Tauri stars) show a relatively narrow velocity distribution around 20 km.s^{-1} (see Bouvier 1991 for a review). In contrast, Zero-age main-sequence stars belonging to young open cluster, such as Alpha Perseus ($\approx 50 \text{ Myr}$), Pleiades ($\approx 70 \text{ Myr}$), show an extended velocity distribution (see the review by Stauffer 1991). Indeed, a large fraction of the stars have low rotational velocities ($v \sin i \leq 20 \text{ km.s}^{-1}$), while a small fraction of them have much higher velocities extending up to 200 km.s^{-1} . Shortly after their arrival on the ZAMS, solar-type stars are then drastically broken down, and at the age of the Hyades (600 Myr) have rotation rates lower than 10 km.s^{-1} .

Models of angular momentum evolution have thus to account for: 1) the narrow distribution of rotation rates among T Tauri stars, 2) the existence of both slow and very rapid rotators on the ZAMS, 3) the observed rapid spin-down on the main sequence.

It is now admitted that accretion disk plays a most important role in the PMS evolution (Bouvier et al. 1993, Edwards et al. 1993). Braking due to the magnetic coupling with circumstellar disk is applied on the star (Königl 1991, Shu et al. 1994, King & Regev 1994), which remains in a rotational balance state. When the disk disappears, the star freely evolves and accelerates, as it contracts on its way to the main sequence. This scenario is supported by the measured rotational periods of T Tauri stars (TTs): the ones still accreting material from a disk (Classical TTs) rotate slower than those which are no more coupled to a disk (Weak-line TTs).

In this scenario, the longer the disk lifetime, the lower the velocity upon the arrival of the star on the ZAMS. Thus, disk lifetimes of about 20 Myr are required to account for velocities as low as $6\text{--}7 \text{ km.s}^{-1}$ at ZAMS ages, assuming solid-body rota-

Send offprint requests to: S. Allain

* Based on observations collected at the 1.52m telescope of the Estación de Observación de Calar Alto, and at the Jacobus Kapteyn telescope based on the island of La Palma.

tion in the stellar interior (Bouvier & Forestini 1995, Cameron et al. 1995). Would equatorial velocities on the ZAMS prove to be lower than $6\text{--}7 \text{ km.s}^{-1}$, then even longer disk lifetimes would be implied. These models also depend on parameters such as magnetic field strength and topology and accretion rates, which are poorly known.

It has been emphasized as well that a decoupling between the radiative core and the convective envelope helps the star to keep a low surface rotation rate, as the core acts as a “reservoir” for angular momentum and only the outer envelope slows down. Typical timescales characterizing angular momentum transfer between the core and the envelope have to be short enough to account for very rapid rotators at ZAMS ages, but on the other hand have to be long enough to allow the rapid spin-down of envelopes of ultra-fast rotators on the main-sequence. A core-envelope decoupling process would have a braking effect which may allow for slightly shorter accretion disk lifetimes (Keppens et al. 1995).

In order to test the validity of these models, and better understand the role of disk accretion and core-envelope decoupling in the angular momentum evolution of young stars, an accurate determination of the equatorial velocity distribution of stars located on the ZAMS is required. ZAMS late-type dwarfs belonging to the Pleiades and Alpha Persei clusters have been largely studied by spectroscopic methods, yielding numerous measurements of projected velocities ($v \sin i$) (see e.g. Soderblom et al 1993, Stauffer et al 1985, Stauffer et al. 1989). However, technical limitations most usually set an upper limit on determined velocities of $7\text{--}10 \text{ km.s}^{-1}$, while geometric effects set a lower limit due to $\sin i$ factor. Such measurements are therefore usually unable to provide accurate rotational velocity measurements for slow rotators.

In order to derive the true rotation rate of slow rotators in the Alpha Persei cluster, we therefore turned to direct period determination through the detection of light modulation by stellar photospheric spots, and conducted a third COYOTES campaign (Coordinated Observations of Young Objects from Earthbound Sites) from 3 sites (see Table 1). The period determination is a most reliable method which has already been used in the 2 previous COYOTES campaigns on T Tauri stars (Bouvier et al. 1993, 1995), and for members of the young IC4665 cluster (Allain et al. 1996a). Here, we report the observations and analysis of a sample of slowly rotating stars ($v \sin i \leq 10 \text{ km.s}^{-1}$) in the Alpha Persei cluster.

Alpha Per [3h 18m, +48° 26m (1950)] is a $\simeq 50$ Myr old cluster, which implies that G and K members are on or close to the ZAMS. A membership analysis has been conducted by Prosser (1992) based upon photometric, spectroscopic, radial velocities and proper motion criteria, and $v \sin i$ measurements were provided as well. Period determinations have been obtained so far mostly for rapid rotators (O’Dell and Cameron 1993, Prosser et al. 1993a, 1993b, Martín et al. 1996, Bouvier 1996), and on a few slow rotators as well (Stauffer et al. 1985 for AP70, Prosser et al. 1995 for AP212 and AP201).

Table 1. Table of observations.

Date (1993)	JD 2449000+	Observatory
oct 29–nov 13	290–305	Haute-Provence
nov 22–30	317–322	La Palma
dec 1–9	323 – 331	Calar Alto

In Sect. 2 we describe observations and data analysis. In Sect. 3 we present the result of the period determination. And in Sect. 4 we analyze and discuss the results.

2. Observations and data analysis

Observations at Observatoire de Haute-Provence in early November 1993 were unfortunately totally compromised by bad weather.

The observing run at the Observatorio del Roque de los Muchachos on La Palma island was partially hampered by high humidity. We lost the three first nights (November 22–24), and were able to observe under clear skies during the six subsequent nights. Occasionally, there were tenuous cirrus clouds but they did not severely affect the differential photometry. We used the 1m Jacobus Kapteyn telescope (JKT) with a CCD camera mounted on the Cassegrain focus. The detector was the EEV7 chip (1150x1050 pixels), which covered $5.94 \times 5.42 \text{ arcmin}^2$. The exposure times for the α Per stars ranged from 20 to 90 seconds, depending on the apparent magnitude, seeing conditions and moon background.

From the 1 to 9 December 1990, CCD photometric observations (band V, Johnson) were carried out at the 1.5m telescope at the Estación de Observación de Calar Alto (Spain). We used a Thompson CCD (THX 31156), 1024×1024 pixels, with a $19 \mu\text{m}$ pixel size ($5.5 \times 5.5 \text{ arcmin}^2$ field). Integration times varied between 30 and 300 seconds, in order to get 2/3 of the saturation value at the maximum intensity pixel for the brightest ZAMS or comparison star in the field. The first night was cloudy, while conditions during the end of the run varied from (little) clouds to photometric.

The reduction of CCD images was performed with the IRAF/CCDPROC package for bias subtraction and flat-field correction. Aperture photometry, with annulus sky background determination, was applied using the APPHOT package for uncrowded fields, and DAOPHOT for crowded fields. A complete description of the differential photometry reduction procedure, and object’s light curve determination is given in Allain et al. (1996a).

3. Search for periods and results

The search for periods was conducted using two independent methods: the periodogram analysis (Scargle 1982, Horne & Balunas 1986), and the string-length method (Dworetsky 1983). As a complement we also used the CLEAN algorithm: to the raw periodogram is applied a deconvolution algorithm handling alias-

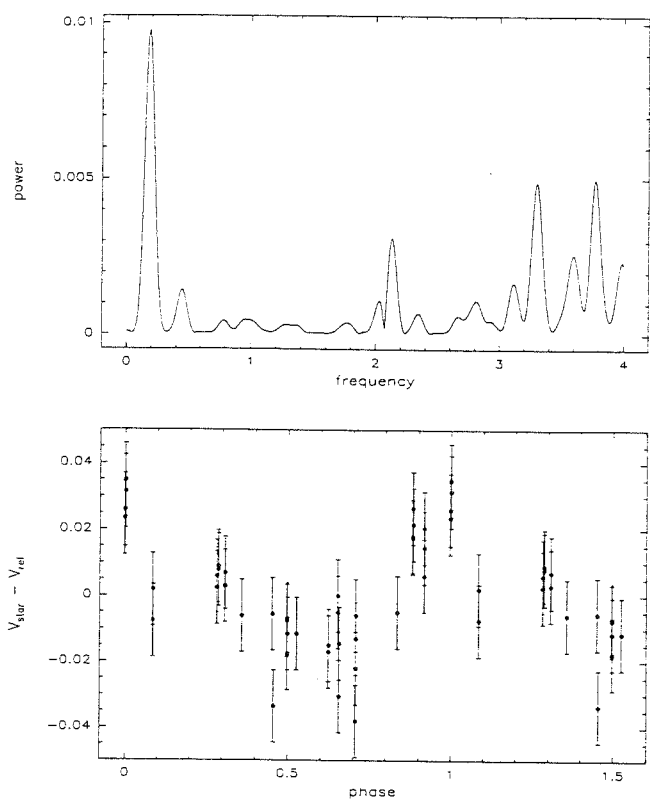


Fig. 1. *Top:* AP41 CLEANed periodogram. Frequency (in day^{-1}) is defined as $1/\text{Period}$, and power is in arbitrary unit. *Bottom:* AP41 light curve folded in phase with $P=5.5\text{d}$.

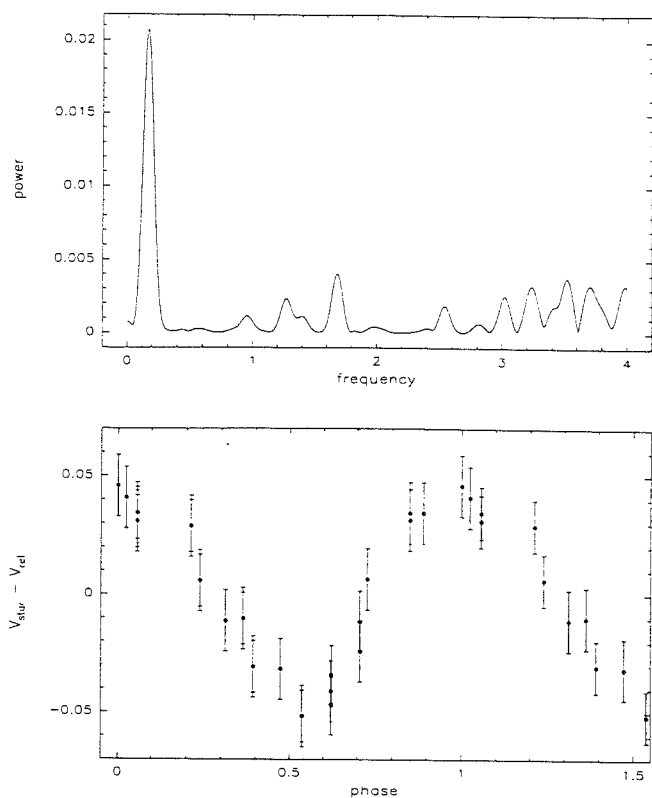


Fig. 2. Same as Fig.1 for AP70 and $P=6.4\text{d}$

AP 98: The raw periodogram shows 2 periods with probability levels higher than 99.9%: 0.85d and 6.1d. The string-length method finds periods of 5.7 and 6d. And finally, CLEAN algorithm retains a 6.2d period. Fig. 4 shows the light curve folded in phase with a period of $6.1 \pm 0.1\text{d}$. The amplitude of variations is 0.06mag, corresponding to a stellar spot's area of 5%. The radius is $0.9R_{\odot}$, leading to $V_{eq} = 7 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$.

AP 101: The three methods find a most likely period of 3.2d (see Fig. 5 for the CLEANed periodogram). Our observational run covers 4 complete periods, allowing us to determine a $3.20 \pm 0.05\text{d}$ period. Using a stellar radius of $0.7 R_{\odot}$, we find an equatorial velocity of $11 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$. The amplitude is the largest one among our sample: 0.2mag, so the spot covers 17% of the stellar disk.

AP 114: For this star we only got 22 measurements, and we used one reference star, the only non-variable object among 4 reference stars. The raw periodogram find two periods with probability level of 99.9%: 1.3 and 4.4d, and the string-length and CLEAN method both find a 1.3d period. (See Fig. 6) The overall observations cover 9 periods, which allows us to derive an accurate period for this star of 1.30 ± 0.01 . This period corresponds to $V_{eq} = 31 \pm 4 \text{ km.s}^{-1}$, using a radius of $0.8 R_{\odot}$. And the amplitude is 0.15mag, leading to a stellar spot's area of 13%.

AP 156: The complete light curve of AP156 shows a luminosity discontinuity between the data of the runs of La Palma

and Calar Alto. The difference between the mean values of the two set of data is almost 0.03mag. This effect, seen as well on the following stars: AP38, AP90, AP104, AP173, is probably instrumental though we could not identified its cause. As this effect is hard to correct for, we have chosen to derive the two light curves separately—using the same reference stars—leading to two zero-mean light curves. We then merged the curves to do the period analysis.

The light curve of AP 156 shows some evidence of slow variations with low amplitude. Scargle's periodogram gives periods of 4.4d and 1.3d. The string-length method finds 1.3d, 11.8d and 4.6d. And after CLEAN application a 4.4d period remains. (See Fig.7) So the period is $4.5 \pm 0.1\text{d}$, with an amplitude of 0.04mag. The spot then covers 4% of the disk. And with a radius of $0.9 R_{\odot}$, we find an equatorial velocity of $10 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$.

AP 169: The light curve of AP 169 shows some variations with an amplitude of 0.06-0.07mag. Scargle's periodogram finds two possible periods of 5.1 and 0.83 day with a high probability level. The string-length method finds 5.0d or 1.2d, and the CLEAN algorithm finds a 0.8d period. A 0.8d period would lead to $V_{eq} = 50 \text{ km.s}^{-1}$ and an inclination angle $\leq 10^{\circ}$ (using $v \sin i = 10 \text{ km.s}^{-1}$). It is very doubtful that modulation by spots could be detected for a star seen at such a low inclination. For this reason, and also because it yields a smoother phased light curve, we believe the 5.1d period to be the correct one. Fig. 8 shows the CLEANed spectrum and folded light curve with a period of

Table 2. Stellar properties and photometric periods and amplitudes. Except AP201, all stars have $v \sin i < 10 \text{ km.s}^{-1}$. Spectral types for AP169, 173, 201 and 212 were found in Prosser 1992. For other stars it was calculated from $(B-V)_0$ as explained in the text.

AP	V	$(B-V)_0$	Sp.T.	R/R_\odot	period day	V_{eq} km.s^{-1}	amplitude mag	rms mag	notes
14	11.93	0.68	G4	0.95				0.03	
33	12.92	0.88	K0	0.85				0.01	
38	11.61	0.65	G3	1.0				0.02	
41	12.03	0.71	G5	0.95	5.5 ± 0.1	9 ± 1	0.04	0.02	
65	13.00	0.91	K0	0.85				0.025	
70	12.83	0.88	K0	0.85	6.4 ± 0.1	7 ± 1	0.09	0.03	
72	12.78	0.87	K0	0.85	6.3 ± 0.1	7 ± 1	0.09	0.03	
89	12.31	0.74	G6	0.9				0.015	
90	11.17	0.55	F9	1.0				0.025	
97	12.08	0.75	G6-G7	0.9				0.02	
98	12.80	0.86	G9	0.9	6.2 ± 0.1	7 ± 1	0.06	0.025	
101	13.89	1.24	K6	0.7	3.2 ± 0.1	11 ± 1	0.2	0.075	
104	12.06	0.66	G3-G4	1.0				0.01	
110	12.27	0.81	G8	0.9				0.02	
114	13.40	1.06	K2	0.8	1.30 ± 0.01	31 ± 4	0.15	0.055	
121	11.89	0.70	G5	0.95				0.02	
156	11.89	0.73	G6	0.9	4.5 ± 0.1	10 ± 1	0.04	0.02	SB1?
169	13.28	1.07	K7.0	0.8	5.1 ± 0.2	8 ± 1	0.07	0.02	
173	12.26	0.88	K3.2	0.85				0.008	SB2
201	13.08	1.04	K5.2	0.8	3.75 ± 0.05	11 ± 1	0.07	0.03	$v \sin i = 12 \text{ km.s}^{-1}$
212	13.24	0.87	K4.1	0.85	7.1 ± 0.2	6 ± 1	0.07	0.025	
213	11.55	0.74	G6	0.9				0.01	SB2

ing effects due to observational sampling (Roberts et al. 1986). The way period, amplitude of variations and spot's sizes are derived is fully described in Allain et al. (1996a). The amplitude of variability ΔV is derived by fitting a sine curve to the light curve. The spot's model described in Bouvier et al. (1993) is used to determine the spots sizes from ΔV :

$$G_{eq} = 1 - 10^{-\frac{\Delta V}{0.5}}$$

where G_{eq} is the lower limit to the true surface (relative to the disk surface) coverage by spots. A distance modulus $(m-M)_0 = 6.1$ (Stauffer et al. 1985) and a reddening $E(B-V) = 0.11$ (Stauffer et al. 1989), were used to determine stellar radii from $(B-V)_0$ (Prosser 1992) and the table $(B-V)_0$ vs. spectral type, bolometric correction and effective temperature (Allen 1976, p.197). The radius is then given by:

$$\frac{R_\star}{R_\odot} = 10^{-\frac{1}{5}(M_{bol} - 42.36 + 10 \log T_{eff})}$$

The stellar parameters and results of period determinations are listed in Table 2.

We present below the results for the stars for which we could detect a period with a probability level of 99.9% or more. We were able to detect periodicity for 10 stars of the sample, with periods ranging from 1.3 to 7.1d, corresponding to equatorial velocities from 31 to 6 km.s^{-1} .

AP 41: The raw periodogram show several periods with probability levels higher than 99.9%. However, after CLEAN

application, only one remains around 5.5d (see Fig. 1). The light curve folded in phase with a period of 5.5d is also shown. The fit of a sine curve on the data gives an amplitude of 0.04 mag, corresponding to a spot covering 4% of the stellar disk. With a radius of $0.95 R_\odot$ we deduce an equatorial velocity of $9 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$.

AP 70: Stauffer et al. (1985) reported a period of 5.15d and an amplitude of 0.05 mag for this star.

In spite of the small number of observational points (only 20), the curve shows a nice modulation. The three methods applied find a period of 6.4 ± 0.2 day (Fig. 2). The uncertainty is due to the fact that the observations cover a little less than two periods. The amplitude of variations is 0.1 mag, corresponding to a spot covering 8% of the disk. With a $0.85 R_\odot$ radius, we derive an equatorial velocity of $7 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$.

The two periods of 5.15 and 6.4d may imply a differential rotation on the star's surface of at least 20%. This result would need further investigation, as different determinations of periods can have different causes: a change in the spot's configuration during the observations or a spot's shift on the star's surface.

AP 72: The light curve of AP 72 shows clear variations. The raw periodogram and the string-length method both find a 6.3d period. After the CLEAN application, aliasing periods of 1.1 and 0.9d disappear (Fig. 3). The observations cover almost 2 rotational periods, and we then derive a period of 6.3 ± 0.1 d, leading to $V_{eq} = 7 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$. The amplitude of variations and the spot area are the same as AP70: 0.1mag and 8%.

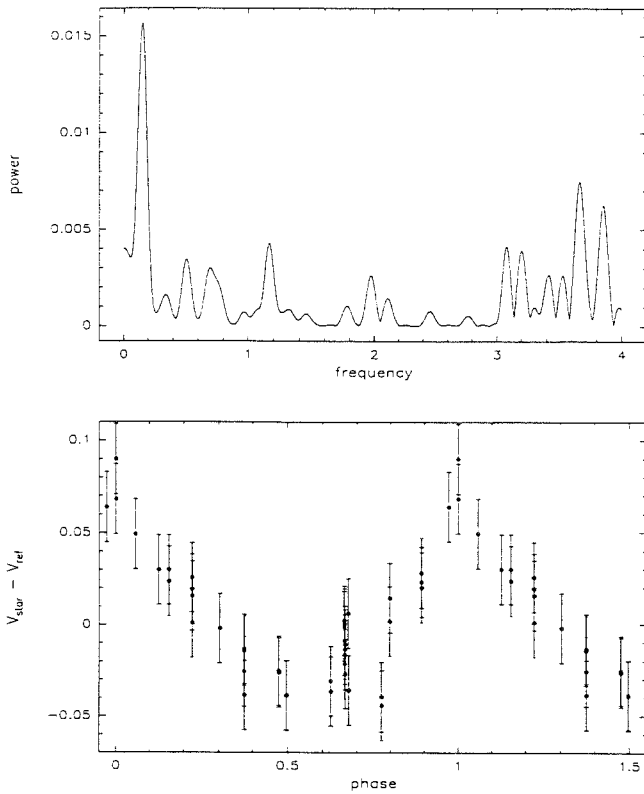


Fig. 3. Same as Fig.1 for AP72 and $P=6.3d$

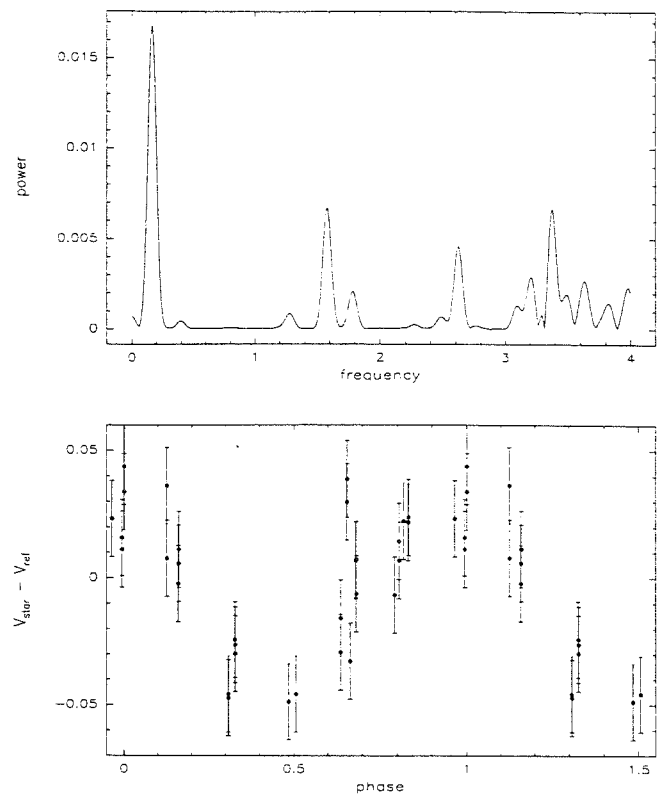


Fig. 4. Same as Fig.1 for AP98 and $P=6.1d$

5.1d. A period of $5.1 \pm 0.2d$ leads to an equatorial velocity of $8 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$. The amplitude is 0.06mag, corresponding to a stellar spot of 5%.

AP 201: This star is one of the two stars in our sample previously observed by Prosser et al. (1995), from November 1993 to January 1994. They found a 3.75d period, with an amplitude of 0.08 mag. From our data, 3 periods in the raw periodogram appear to have high probability level: 3.75d, 1.34d and 0.77d. The string-length and CLEAN method both select a 3.7d: see Fig.9. We therefore confirm Prosser's determination with $P=3.75 \pm 0.05d$. With a radius of $0.8 R_{\odot}$, the equatorial velocity is $11 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$. The amplitude of variations is 0.07mag, leading to a stellar spot of 6%.

AP 212: Prosser et al. (1995) observed AP 212 on November 1993. They report an uncertain period of 6.2d, with an amplitude of 0.07mag.

From our data, two probable periods are found in the raw periodogram: 7.1 and 1.2d. The string-length method find the same periods, and after CLEAN application only the period of 7.1d remains. Fig. 10 shows the CLEANed periodogram and the phased light curve of AP 212. The $7.1 \pm 0.2d$ period leads to $V_{eq} = 6 \pm 1 \text{ km.s}^{-1}$. The amplitude is 0.07mag, corresponding to a spot's area of 6%. We thus cannot confirm the 6.2d period suspected by Prosser. However, a 7.1d period, as found here, does not fit Prosser's data. Surface differential rotation could be an explanation for these discrepant results.

4. Discussion

We detected 10 periods out of our 22-star sample. Periods range from 1.3 to 7.1 day, leading to equatorial velocities from 31 to 6 km.s^{-1} . Amplitudes of modulation vary within a factor of 5 from 0.04 to 0.2 mag in the V band, indicating – with the assumptions described in Sect. 3 – the presence of dark starspots covering from 4% up to 17% of the stellar disk. Most notably, stars with detected periods are mostly K-type dwarfs (see Table 2). Indeed, we derived a period for 7 out of 10 K stars, but for only 3 out of 11 G stars. The remaining star is of spectral-type F9. We discuss this spectral type bias in the detection of periods below.

Of the 12 stars that do not exhibit periodicities, some do show non-negligible photometric variations. These stars are given in the following list together with a crude estimate of their characteristic time-scale of variation (corresponding to the highest peak in the periodogram): AP14 (1.34d), AP38 (2.4d), AP65 (4.8d), AP89 (a few hours), AP97 (4.6d), AP110 (a few hours) and AP173 (4.3d). An estimation of their variability, through the root-mean square of the luminosity curve dispersion, is also given in Table 2. Several factors may account for the non-detection of periodic variations in these stars. First, AP173 is listed by Prosser (1992) as being a spectroscopic binary: the intrinsic variations of the two components may be superimposed. Second, the existence of two or more spots on the star's surface, or a change in the spot's configuration during the observing time could also lead to erratic variations. The other stars

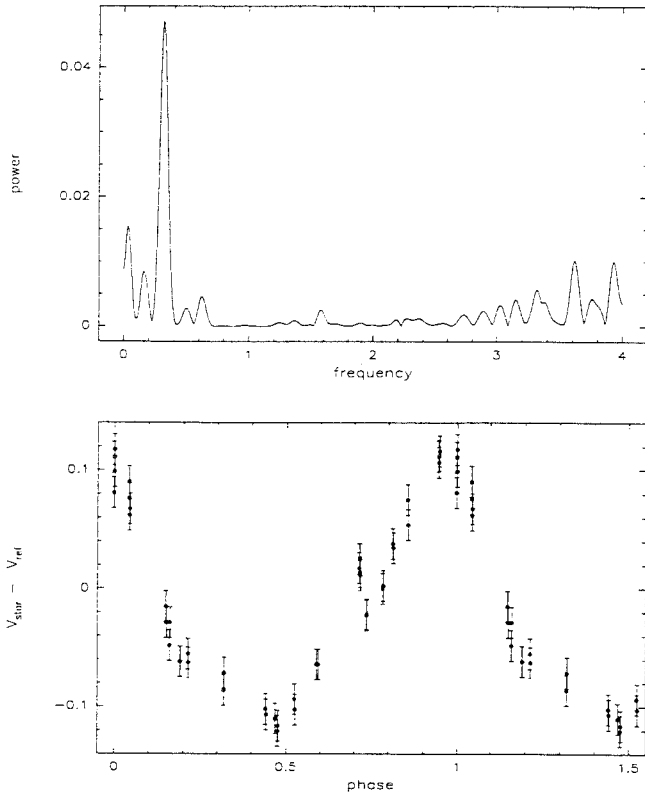


Fig. 5. Same as Fig.1 for AP101 and $P=3.2d$

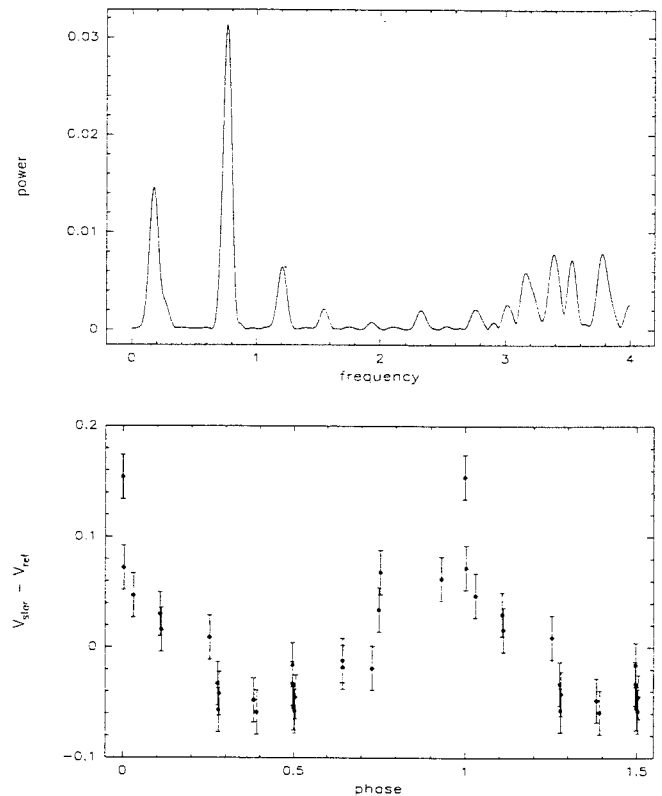


Fig. 6. Same as Fig.1 for AP114 and $P=1.3d$

show only low-level variations for which we are unable to derive any time-scale: AP33, AP90, AP104, AP121, AP213. Either the photometric variations are intrinsically small so that we cannot distinguish them from noise, or significant variations only occur on a time-scale longer than our baseline. In the first case, the non-detection of a period would result from small spot sizes and/or high inclination. In the second case, non-detection would result from the rotational period being significantly longer than our two-week monitoring.

We must therefore address the issue of detection bias in our study. It may be that stars with low-level variations, i.e. those for which we are unable to derive a period, are precisely the extremely slow rotators we are searching for. This could be the case for instance if the spot size scales with rotation thus leading to insignificant amplitude of variation for the slowest rotators. We show below that this is *not* the case in our sample and that our study is not affected by such a bias.

The effect of rotation upon the amplitude of variations induced by spot's modulation has been investigated by Dorren et al. (1994). They compared light modulation for a sample of solar-type stars (i.e spectral types between G0 V and G5 V) on the main sequence at different ages. As convective zone depth is essentially constant on the MS, a difference in the amplitude is an effect of decreasing rotation with age only. They find that the amplitude of modulation decreases from 0.08 to 0.009 mag as the rotational period increases from 1.5d to 14d. Such is not the case, however, in ZAMS dwarfs. In the Alpha Per cluster,

for instance, previous period determinations now provide quite a large database of rotational periods and corresponding V band amplitudes (O'Dell et al. 1995). For periods varying from a few hours to typically one day, amplitudes range between 0.02 and 0.25mag. And from the present work, we find that amplitudes for slow rotators, with periods longer than one day, vary in a similar range between 0.04 to 0.2mag.

It thus appears that, in young solar-type stars with spectral type G and K, the modulation amplitude, i.e., the spot size, does not *primarily* depend upon rotation. Instead, there seems to be a much more pronounced relationship between the modulation amplitude and spectral type. This is already apparent in O'Dell et al.'s Fig. 3: for B-V between 0.5 and 1, there is a clear increase of the magnitude with color. We find the same trend in our slow rotators sample as shown in Fig. 11 where the amplitude of variation is plotted as a function of $(B-V)_0$. And it is interesting to observe that the increase is more rapid for the Alpha Per's rapid rotators as plotted by O'Dell et al. than for slow rotators.

From Fig. 11, there is a clear trend of increasing maximum amplitude with $(B-V)_0$, but no clear relationship between the amplitude of modulation and rotation. Dispersion in the relation may have several causes related to the star's inclination, spot's temperature and location on the star. A similar relationship was reported for low-mass pre-main sequence stars by Bouvier et al. (1995) who studied a sample of 23 G and K PMS stars with rotational periods between 1.2d and 9.3d, and V band amplitudes of modulation between 0.03 and 0.37 mag. They find that

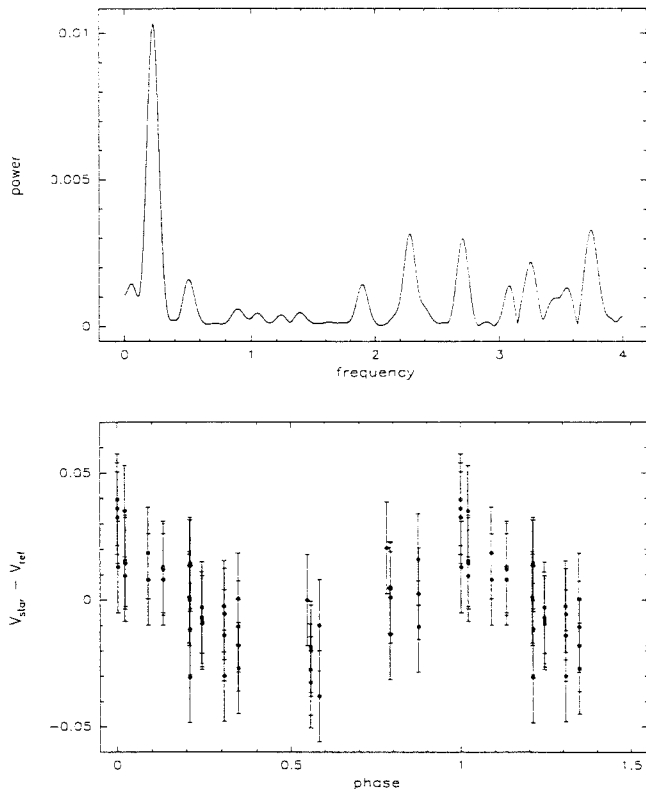


Fig. 7. Same as Fig.1 for AP156 and $P=4.5d$

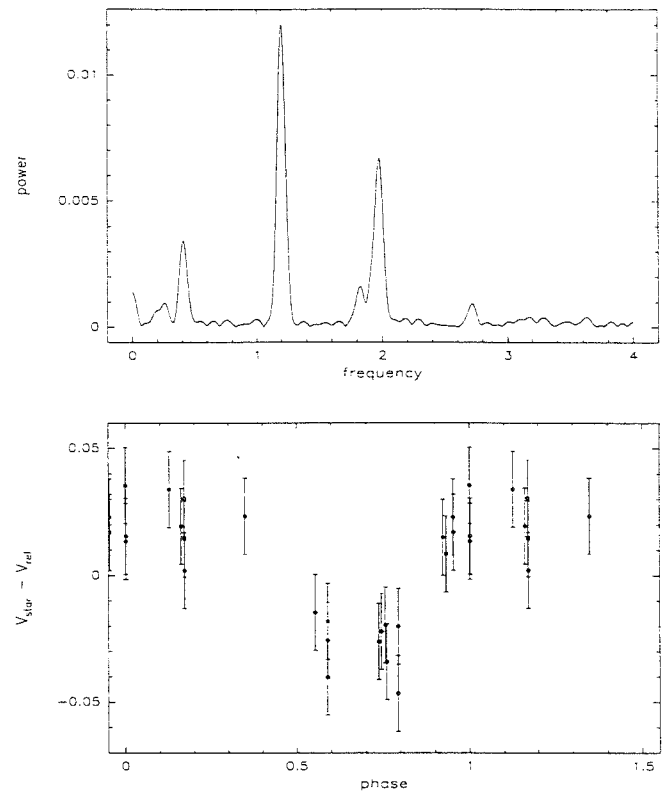


Fig. 8. Same as Fig.1 for AP169 and $P=5.1d$

the maximum amplitude of modulation sharply increases towards later spectral types. In addition, comparing the modulation amplitudes of PMS stars with those of ZAMS dwarfs, they concluded that as the convective zone retreats during pre-main sequence evolution, the spot size decreases (see also Simon et al. 1985). All these results concur to indicate that the depth of the convective zone, which is related to spectral type on the ZAMS, has a primary effect on the amplitude of modulation by spots.

We therefore conclude that our study is not biased against the detection of very slow rotators: the reason why we detect periods for most K stars but for only a few G stars is simply because the latter have smaller stellar spots as a result of their less extended convective zone. In other words, the non detection of periods among G stars does not imply that they are slower rotators than K stars. Indeed, that G and K dwarfs in the Alpha Persei cluster have similar rotational distributions is supported by the results of $v \sin i$ surveys (Prosser 1992, Fig.17).

Then, the lack of periods longer than 7 days for stars in our sample leads us to the conclusion that very few solar-type stars indeed have an equatorial velocity less than 6 km.s^{-1} by the age of the Alpha Per cluster. This sets a lower limit of about 6 km.s^{-1} to the previously unknown velocity distribution of slowly rotating G and K dwarfs in this young cluster. The determination of such a lower limit to the rotation of solar-type stars as they reach the ZAMS provides a strong constraint for the models of angular momentum evolution. It shows that even though these stars have

been strongly braked during their PMS evolution, their velocity on the ZAMS is still significantly higher than that measured for older dwarfs such as the Sun. The slowest rotation rate on the ZAMS is directly related to the maximum lifetime of circumstellar disks around PMS stars. Depending on the assumptions of the model regarding core-envelope decoupling, a lower limit of 6 km.s^{-1} at the ZAMS, suggests a maximum disk lifetime of at least 10 to 20 Myr around contracting stars (Bouvier & Forestini 1995, Keppens et al. 1995).

All the stars we have studied had upper limits of 7 to 10 km.s^{-1} set on their projected velocity. From the rotational period, we derive equatorial velocities in the range between 6 and 11 km.s^{-1} for all but one (rapidly rotating) star. This suggests that most of the stars with $v \sin i$ upper limits of 7 to 10 km.s^{-1} , which represents a very significant fraction of all G and K dwarfs in young clusters, have true velocities in the range from 6 to 11 km.s^{-1} . The same conclusion has been reached for the Pleiades cluster by Allain et al. (1996b) from a different approach. By measuring accurate $v \sin i$ for a complete sample of G and K slow rotators, then inverting the $v \sin i$ distribution to get the distribution of true equatorial velocities, they were able to show that 50% of the G and K dwarfs in the Pleiades have equatorial velocities between 5 and 10 km.s^{-1} , and only 10% have V_{eq} lower than 5 km.s^{-1} .

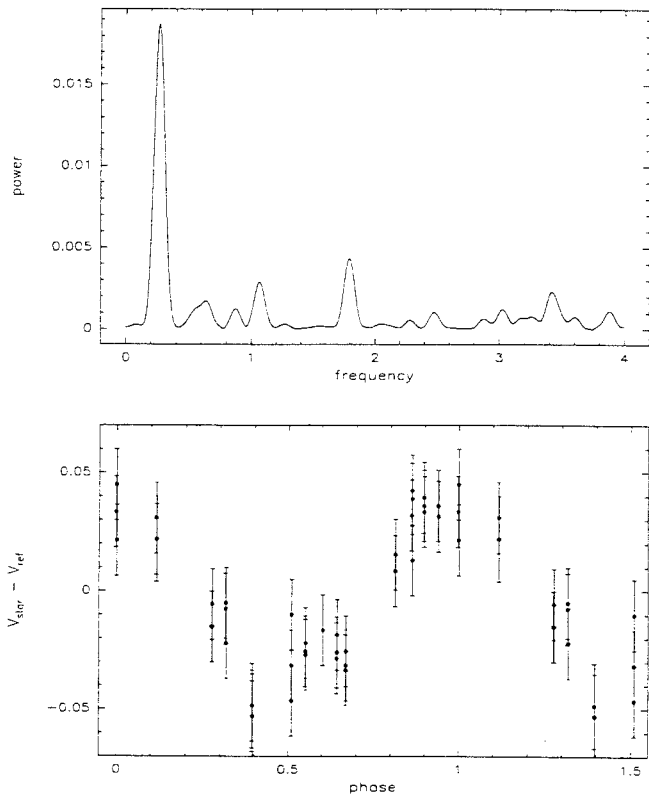


Fig. 9. Same as Fig. 1 for AP201 and $P=3.75d$.

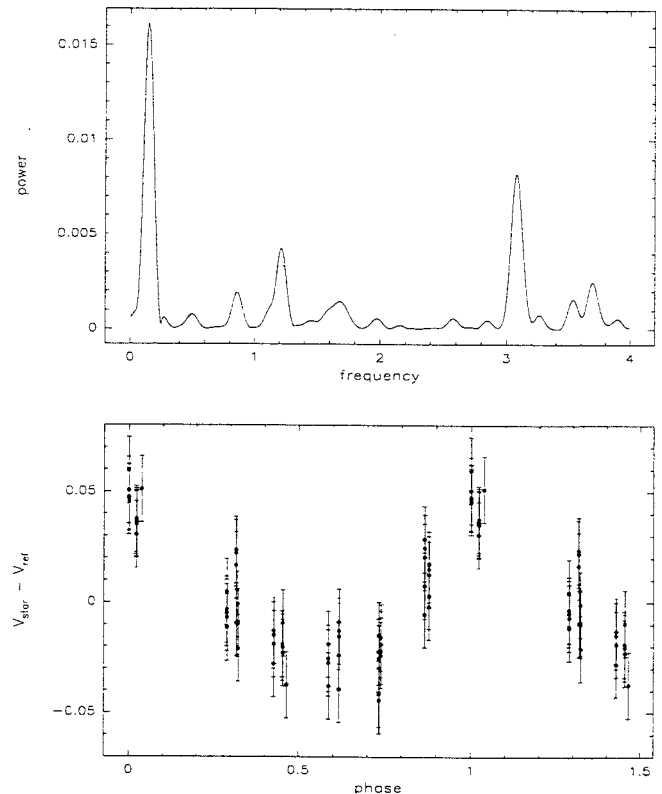


Fig. 10. Same as Fig. 1 for AP212 and $P=7.1d$.

5. Conclusion

By measuring the periods of slowly rotating G and K stars of the Alpha Persei cluster, we reach the conclusion that there exists a *lower* limit to the equatorial velocity of solar-type stars as they reach the ZAMS. Based on our limited sample, we find this limit to be about 6 km.s^{-1} . Thus, a large fraction of solar-type stars in young clusters, Alpha Persei studied here and the Pleiades (see Allain et al. 1996b), appear to have equatorial velocities spanning a very narrow range from about 6 and 10 km.s^{-1} . This provides a strong and precise constraint against which the validity of current models of angular momentum evolution can be readily tested.

Acknowledgements. We thank C. Prosser for providing us with the information on AP late-type dwarfs that we needed to define a proper sample for this study. The Jacobus Kapteyn telescope is operated on the island of La Palma by the Royal Greenwich Observatory in the Spanish Observatorio del Roque de los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias. The 1.52m telescope of the Estación de Observación de Calar Alto, Instituto Geográfico Nacional, Spain, was jointly operated by the I.G.N. and the Consejo superior de Investigaciones Científicas through the Instituto de Astrofísica de Andalucía.

References

Allain S., Bouvier J., Prosser C.F., Marschall L.A., Laaksonen B.D., 1996a, *A&A* 305, 498
 Allain S., Mayor M., Queloz D., Fernández M., Martín E.L., Bouvier J., Merrellid J.C. 1996b, in 9th Cambridge Workshop on Cool Stars,

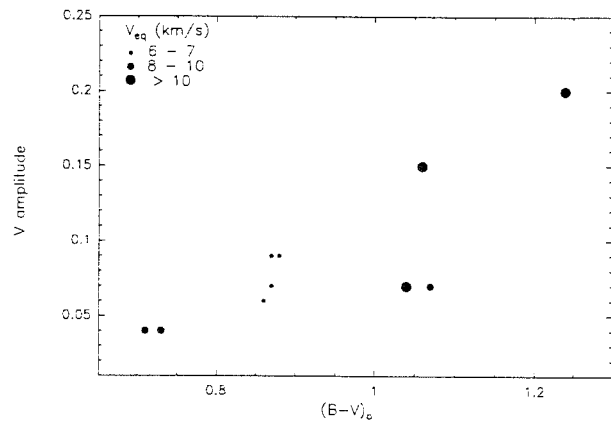


Fig. 11. Amplitude vs. $(B-V)_0$ for slow rotators in the Alpha Per cluster

Stellar System and the Sun, eds R. Pallavicini & A.K. Dupree, in press
 Allen C.W. 1976, *Astrophysical Quantities* 3rd Ed. (LONDON, ATHRONE)
 Bouvier J. 1991, in *Angular Momentum Evolution of Young Stars*, S. Catalano & J.R. Stauffer, eds, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, NATO ASI Series
 Bouvier J. 1996, *A&A* submitted
 Bouvier J., Cabrit S., Fernández M., Martín E.L., Matthews J. 1993, *A&A* 272, 167
 Bouvier J., Covino E., Kovo O., Martin E.L., Matthews J.M., Terranegra L., Beck S.C. 1995, *A&A* 299, 89

- Bouvier J, Forestini M. 1995, in "Circumstellar dust disk and planetary formation", 10th IAP meeting, eds Ferlet, p. 347
- Cameron A.C., Campbell C.G., Quaintrell H., 1995, A&A 298 133
- Dworetzky M.M. 1983, MNRAS 203, 917
- Edwards S. et al. 1993, AJ 106, 372
- Dorren J.D., Guinan E.F., Dewarf L.E. 1994, in The 8th Cambridge Workshop Cool Stars, Stellar System and the Sun, ed. J.-P. Caillault, ASP Conf. Ser., Vol. 64, p. 399
- Horne J.H. & Baliunas S.L. 1985, ApJ 302, 757
- Keppens R., MacGregor K.B., Charbonneau P., 1995, A&A 294, 469
- King A.R. & Regev O. 1994, MNRAS 268, L69
- Königl A. 1991, ApJ 37, L39
- Martín E.L., Zapatero-Osorio M.R., Rebolo R., 1996 in 9th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar System and the Sun, eds R. Pallavicini & A.K. Dupree, in press
- O'Dell M.A., Cameron A.C., 1993, MNRAS 262, 521
- O'Dell M.A., Panagi P., Hendry M.A., Cameron A.C., 1995, A&A 294, 715
- Prosser C.F. 1992, AJ 103, 488
- Prosser C.F. et al. 1993a, PASP 105, 1407
- Prosser C.F. Schild R.E., Stauffer J.R., Jones B.F. 1993b, PASP 105, 269
- Prosser C.F. et al. 1995, PASP 107, 211
- Roberts D.H. & Dreher J.W. 1986, AJ 93, 968
- Scargle J.D. 1982, ApJ 263, 835
- Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S. 1994, ApJ 429, 781
- Simon T., Boesgaard A.M., Herbig G. 1985, ApJ 293, 542
- Soderblom D.R., Stauffer J.R., Hudon J.D., Jones B.F., 1993, ApJS 85, 315
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Burnham J.N., Jones B.F. 1985, ApJ 289, 247
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Jones B.F., 1989, ApJ 346, 160
- Stauffer J.R. 1991 in: Angular Momentum Evolution of Young Stars, eds S. Catalano & J.R. Stauffer, p117 (NATO ASI Series)
- Van Leeuwen F., Alphenaar P. 1982, ESO Messenger, No. 28, 15

3.3 Mesures de vitesses des Post T Tauri

3.3.1 Introduction

La cartographie effectuée par le satellite ROSAT a permis la détection d'un grand nombre de source de rayons X ((Krautter 1996). Dans les régions de formation d'étoiles de l'hémisphère sud que sont le Cameleon et le Loup un grand nombre de sources X ont ainsi été découvertes . Part la suite, ces nouveaux objets ont fait l'objet d'études spectroscopiques plus détaillées (Alcalá et al. 1997) qui ont permis de les classer comme étoiles jeunes. Leurs âges varient entre quelques millions et quelques dizaines de million d'années et leurs masses de quelques dixièmes à $2 M_{\odot}$. Ces étoiles sont donc de bons candidats pour combler le manque d'observations entre les T Tauri et les amas jeunes qui sont à l'arrivée sur la séquence principale .

Des spectres haute-résolution ont été obtenus avec le télescope de 3,6 m de l'ESO et le spectro-échelle CASPEC (Cassegrain Echelle SPECTrographe) par Elvira Covino et Juan Alcalá. Les observations ont été effectuées en trois fois : du 31 janvier au 1^{er} février 1994, du 13 au 15 avril 1995 et du 29 au 31 janvier 1996. Le détecteur utilisé était une caméra CCD. Le spectrographe a un pouvoir de résolution de $\lambda/\Delta\lambda$ de 20 000, et couvre un domaine de longueur d'onde de 5800 à 8500 Å (observations d'avril 1995), et de 5400 à 8000 Å (janvier 1994 et janvier 1996). Les spectres obtenus ont tous un rapport signal sur bruit élevé (de 100 ou plus).

Le résultats de l'étude des spectres, y compris les mesures de vitesse de rotation présentées ici, ont fait l'objet d'une publication (Covino *et al.* 1997).

3.3.2 La corrélation croisée

A partir des spectres, j'ai utilisé la méthode de corrélation croisée numérique développée à l'observatoire de Genève par l'équipe de Michel Mayor. Le logiciel est celui utilisé pour la réduction des données ELODIE. Mon propos ici n'est pas de décrire la réduction des spectres bruts : soustraction du bias, extraction des ordres, soustraction du fond, calibration en longueur d'onde, mais d'expliquer le principe de la corrélation.

La corrélation croisée est appliquée avec succès depuis une quinzaine d'années par les instruments CORAVEL de l'hémisphère nord (basé à l'OHP) et de l'hémisphère sud (basé à l'ESO, la Silla). Depuis, la méthode a été reprise pour l'instrument ELODIE (OHP), qui présente l'avantage d'utiliser les outils informatiques pour la corrélation : c'est la corrélation numérique.

Le principe de base de la corrélation est d'utiliser le maximum de raies du spectres pour en retirer un maximum d'information. Dans le cas de la rotation, toutes les raies sont soumises à l'élargissement rotationnel. On se sert donc d'un masque qui ne laisse passer que l'information contenues dans les raies du spectre en absorption. La masque est donc un spectre synthétique d'une étoile de type spectral donné (ici KO). Le résultat de la convolution du spectre par le

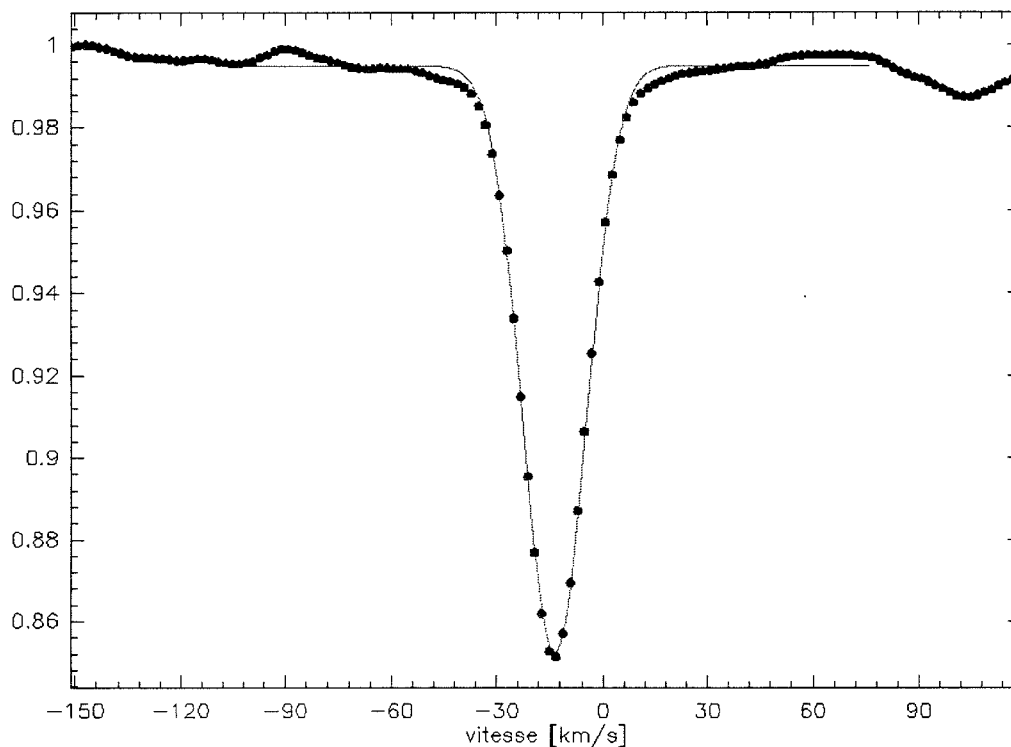


FIG. 3.2 – *Corrélation croisée du spectre d’une étoile du Caméléon par un masque K0 et ajustement par une gaussienne.*

masque est un "pic de corrélation" dont la largeur (notée σ) est proportionnelle au $v \sin i$, et la position est liée à la vitesse radiale (voir figure 3.2 pour un exemple de corrélation). La détermination de ces deux paramètres se fait par l’ajustement d’une gaussienne sur le pic. Quand la vitesse de rotation n’est pas trop élevée (quelques dizaines de km.s^{-1}), le pic de corrélation est très proche d’une gaussienne. Lorsque la vitesse devient grande, le pic s’aplatit et s’éloigne de la forme de la gaussienne. La corrélation numérique, sa technique, ses applications sont décrites en détail dans la thèse de D. Queloz (1995).

3.3.3 La calibration de la corrélation des spectres CASPEC

La calibration consiste à relier le résultat de la corrélation, c’est à dire la largeur du pic de corrélation, à la vitesse de rotation. Cette calibration est dépendante du masque utilisé et de la résolution des spectres. De plus, les raies étant élargies par macro-turbulence, la largeur du pic dépend du type spectral ainsi que de la métallicité.

Le masque utilisé ici est un spectre synthétique qui reproduit le spectre d’une étoile de type K0. Comme les étoiles de l’échantillon ont des spectres allant de F tardif à M, ce masque est bien adapté. Pour la calibration, on se sert d’étoiles standards, dont les vitesses sont connues. Le spectre de l’étoile HD80170 ($v \sin i = 0,5 \text{ km.s}^{-1}$) est utilisé pour calibrer la largeur du

spectre en fonction de la rotation. On convolue le spectre par une fonction d'élargissement de vitesse v donnée, et on applique au nouveau spectre la corrélation. La fonction d'élargissement d'une étoile est donnée par Gray (1976). Le résultat de cette corrélation (σ) est comparé au $v \sin i$, et de cette comparaison on déduit la relation entre σ et $v \sin i$. Pour une meilleure précision ceci a été fait avec 2 spectres de l'étoile HD80170 (figure 3.3) et le résultat est la moyenne des deux courbes :

$$v \sin i = 1,796 \sqrt{\sigma^2 - 7,114^2} \quad (3.1)$$

La valeur 7,114 correspond à la largeur du pic d'une étoile dont la vitesse de rotation serait nulle. Pour être rigoureux, la largeur "à vitesse nulle" (appelée σ_0) est une fonction du type spectral de l'étoile : elle dépend de la macroturbulence, qui a tendance à s'amplifier avec le type spectral, donc vers les petites masses. La macroturbulence est un terme qui prend en compte les vitesses des éléments à la surface de l'étoile. La vitesse de turbulence est liée à la convection. Comme la profondeur de la zone convective augmente quand la masse diminue, la macro-turbulence augmente aussi. Mais la détermination de σ_0 nécessite d'avoir un certain nombre d'étoiles standards de vitesses de rotation très faibles et distribuées dans différents types spectraux, afin de bien échantillonner la relation $\sigma_0 - (B-V)$. De plus l'effet "type spectral" dans la fonction d'élargissement est un effet du second ordre que l'on néglige ici. On ne s'occupera donc pas ici de l'effet de la macroturbulence.

Le calcul d'erreur

Cette méthode introduit différentes erreurs qu'il convient de quantifier. L'incertitude de la relation de calibration 3.1 est déterminée grâce à la mesure de $v \sin i$ d'autres étoiles standards de la façon suivante. On compare les $v \sin i$ de la littérature et les $v \sin i$ mesurés ici. Une statistique sur cette différence donne une dispersion de 3 km.s^{-1} .

Ensuite, la largeur du pic est déterminée en superposant une courbe gaussienne sur le pic calculé. L'erreur ainsi introduite est fonction de plusieurs paramètres, en particulier la profondeur du pic et le rapport signal/bruit du spectre (voir Queloz 1994). La profondeur du pic (appelée D) est liée au nombre de raies utilisées pour calculer le pic de corrélation. L'erreur est aussi liée à la résolution de l'instrument, mais dans notre cas, le spectrographe CASPEC a toujours été utilisé dans la même configuration, donc la résolution ne varie pas d'une étoile à l'autre. Pour calculer l'erreur intrinsèque à la méthode d'ajustement par une gaussienne, à partir de chaque spectre, on génère 1000 spectres bruités artificiellement avec un bruit aléatoire. Pour chaque spectre on applique la corrélation et on mesure σ . La statistique sur σ pour chaque spectre donne l'erreur $d(\sigma)$ sur ce paramètre. Ensuite on trace la courbe de $d(\sigma)$ en fonction de l'inverse de D multiplié par le rapport signal sur bruit (S/B) (figure 3.4) et l'ajustement d'une droite donne :

$$d(\sigma) = 0,45 \frac{1}{D \cdot \frac{S}{B}}$$

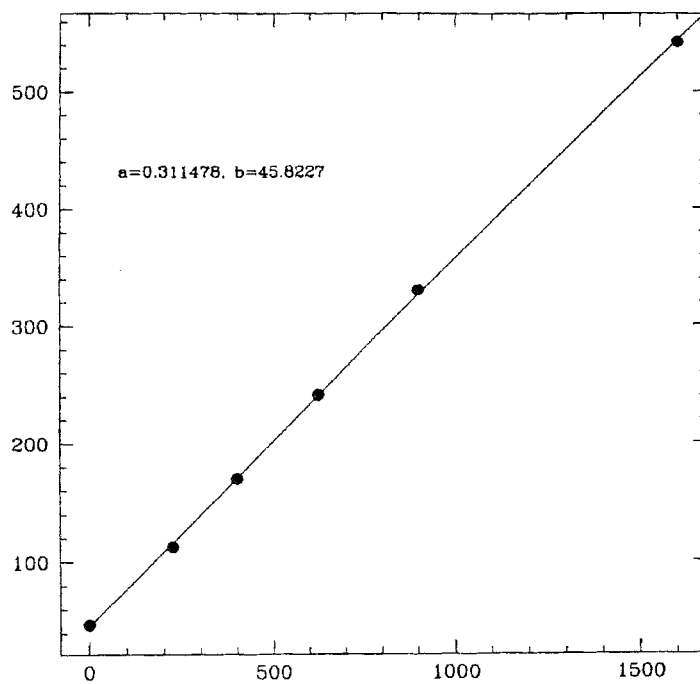
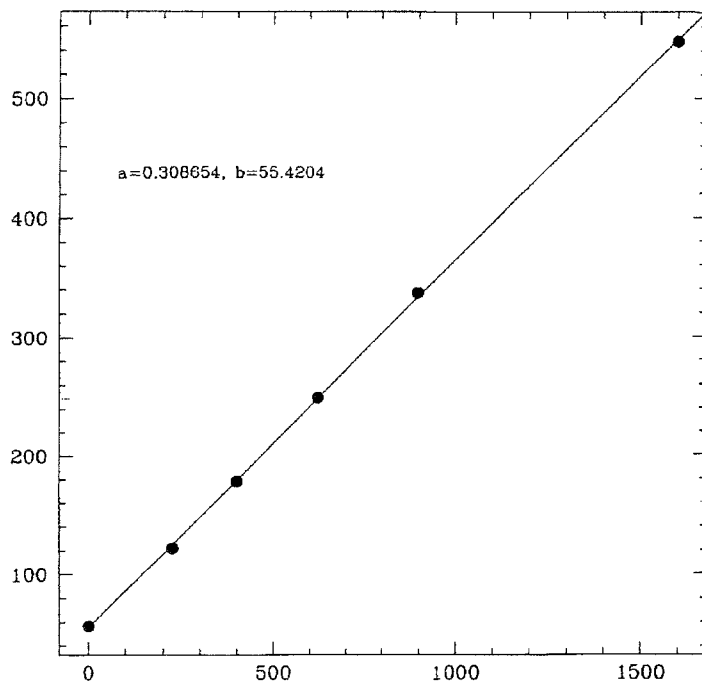


FIG. 3.3 – σ^2 en fonction de $(v \sin i)^2$. Calibration du masque F0 pour la corrélation

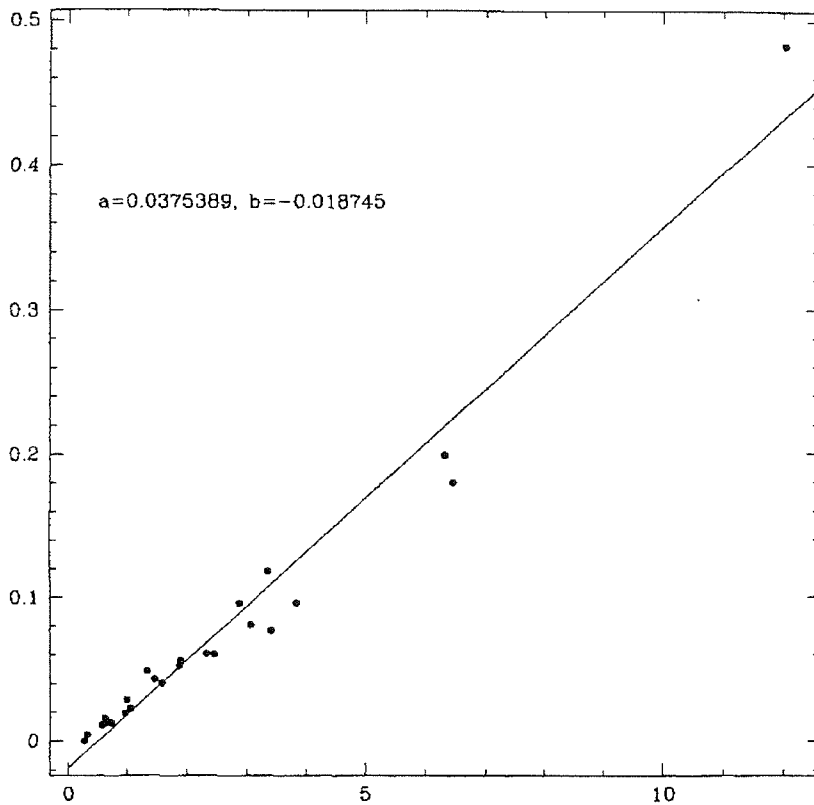


FIG. 3.4 – erreur $d(\sigma)$ en fonction de $\frac{1}{D(S/B)}$

L'ajustement du pic par une gaussienne est très bon, tant que le pic n'est pas trop large, et est de plus en plus mauvais au fur et à mesure que le $vsini$ croît. Lorsque le $vsini$ devient grand, le pic s'élargit et s'aplatit, et à la limite des grands rotateurs le pic devient plat, presque indiscernable du fond, mais ceci se produit seulement pour les $vsini$ plus grands que 100 km.s^{-1} . En pratique le pic est très bien ajusté par une gaussienne pour des vitesses inférieures à 40 km.s^{-1} . Au delà, une différence systématique est rencontrée. Pour calculer l'erreur ainsi introduite, on utilise à nouveau l'étoile standard HD80170 et l'équation 3.1. La différence entre le "vrai" $vsini$, imposé dans la procédure de convolution par une fonction d'élargissement, et le $vsini$ déterminé par la corrélation est alors : $d(vsini)_{fit} = 0,13 vsini - 5,2$.

L'erreur totale sur le $vsini$ introduit par cette méthode est donc pour $vsini \leq 40 \text{ km.s}^{-1}$:

$$d(vsini) = 3 + 1,796 \frac{\sigma d(\sigma)}{vsini}$$

et pour $vsini > 40 \text{ km.s}^{-1}$:

$$d(vsini) = 3 + 1,796 \frac{\sigma d(\sigma)}{vsini} + 0,13 vsini - 5,2$$

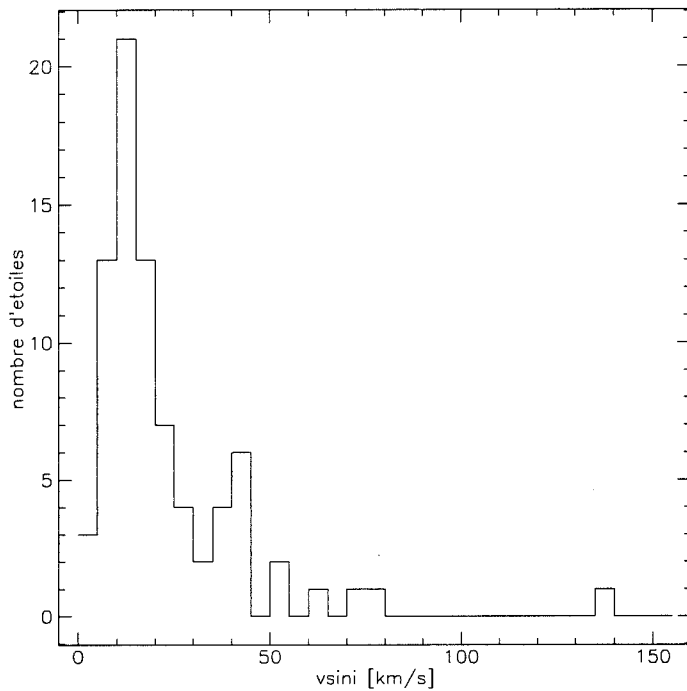


FIG. 3.5 – Histogrammes des vitesses dans le Caméléon

3.3.4 Les résultats

Les résultats de la mesure de $v_{\text{sin } i}$ pour les étoiles du Caméléon sont présentés dans la table 3.1. Pour comparaison, il a été reporté également les résultats obtenus par E. Covino (1997) par la méthode de la transformée de Fourier.

Les résultats des deux méthodes s'accordent assez bien. L'avantage essentielle de la méthode par corrélation est, ici, surtout de pouvoir déterminer les petites vitesses : des vitesses entre 5 et 10 km.s^{-1} ont pu être mesurées, tandis que la méthode par transformée de Fourier est limitée aux $v_{\text{sin } i}$ supérieurs à 12–13 km.s^{-1} . À l'inverse, la méthode par corrélation ne donne pas de meilleurs résultats que la transformée de Fourier pour les grandes vitesses.

Les vitesses de rotation des étoiles PTTS du Caméléon ont donc des vitesses assez dispersées, entre moins de 10 km.s^{-1} , à plus de 100 km.s^{-1} (140 km.s^{-1} pour le maximum). Toutefois, la plupart des étoiles ont des $v_{\text{sin } i}$ compris entre 10 et 20 km.s^{-1} (voir figure 3.5). On connaît l'âge de ces étoiles (Alcalà, 1996), ce qui permet de voir clairement l'accélération pré-séquence principale des Post T Tauri (les vitesses des PTTS en fonction de l'âge sont montrées sur la figure 5.1).

TAB. 3.1 – Vitesses de rotation ($v \sin i$) des étoiles du Caméléon par les méthodes de la corrélation et de la transformée de Fourier. La première colonne est le n° RXJ de l'étoiles et SpT est le type spectral.

étoile RXJ	SpT	$v \sin i$ (FFT) [km s ⁻¹]	$v \sin i$ (cross-corr) [km s ⁻¹]	Star RXJ	SpT	$v \sin i$ (FFT) [km s ⁻¹]	$v \sin i$ (cross-corr) [km s ⁻¹]
0837.0-7856	K4	13±3	–	F34	K3	55±3	–
0842.4-8345	K6	21±3	23±4	1111.7-7620	K3	23±3	–
0842.9-7904	K4	28±3	32±4	1112.7-7637	K4	11±3	–
0844.5-7846	K7-M0	<13	9±5	1117.0-8028	M4	21±3	–
0848.0-7854	M2	<13	13±3	1120.3-7828	K6	15±3	19±4
0849.2-7735	K1	12±3	9±3	1120.3-7828	K6	–	10±6
0850.1-7554	G6	43±3	45±6	1123.2-7924	M1	38±3	44±7
0853.1-8244	K0	27±3	28±5	1125.8-8456	F5	30±3	41±5
0902.9-7759	M3	<18	17±6	1129.2-7546	K3	21±1	20±3
0915.5-7609	K7	20±3	–	1140.3-8321	K4	15±3	13±4
0917.2-7744	G0	60±3	54±10	1149.8-7850	M1	18±5	13±5
0919.4-7738N	G3	13±3	13±4	1150.4-7704	K4	60±5	64±6
0919.4-7738S	G9	37±3	35±5	1157.2-7921	G8	39±3	–
0919.4-7738S	G?	–	44±5	1158.5-7754a	K4	12±2	11±3
0928.5-7815	F6	140±5	–	1158.5-7754b	M3	<15	<5
0933.2-7433	M4	13±2	12±4	1158.5-7913	K6	30±5	26±3
0935.0-7804	M2	22±4	16±5	1159.7-7601	K4	<12	10±3
0936.3-7820	G1	20±3	19±4	1201.7-7859	G5	21±3	21±3
0942.7-7726	M0	<12	9±3	1202.1-7853	K7-M0	14±3	12±3
0946.9-8011	M1	80±5	78±7	1203.7-8129	K1	11±3	–
0951.9-7901	G7	75±3	73±2	1204.6-7731	M2	<13	6±4
0952.7-7933	F6?	22±10	12±9	1207.9-7555	K4	<11	9±3
0952.7-7933	F6	34±10	19±6	1209.8-7344	K1	16±3	–
0952.7-7933	F6?	30±3	18±10	1216.8-7753	M4	<13	10±3
1001.1-7913	M0	15±3	15±5	1217.4-8035	G2	40±2	37±4
1005.3-7749	M1	11±3	–	1219.7-7403	M0	13±4	7±3
1007.7-8504	G0	23±3	20±6	1220.4-7407	M0	45±3	41±3
1009.6-8105	G8	<13	6±4	1220.6-7539	K2	12±3	–
1014.2-7636	M3	20±3	23±4	1223.5-7740	F6	30±3	26±4
1014.4-8138	K7	<12	11±5	1225.3-7857	G7	13±3	12±3
1017.9-7431	G9	<10	<7	1233.5-7523	K1	<11	7±3
1035.8-7859	K7	12±3	8±3	1239.4-7502	K3	20±3	19±3
1039.5-7538N	G3	13±3	–	1243.1-7458	M3	25±3	27±6
1039.5-7538S	G1	38±3	40±5	1301.0-7654	K4	23±3	–
1044.6-7849	M3	14±2	<5	1301.0-7654	K4	20±3	–
1048.9-7655	K7	16±3	15±3	1307.3-7602	K0	<10	<5
1108.8-7519a	K7	20±3	23±5	1325.7-7955	K1	37±3	–
1108.8-7519a	K7?	<12	14±6	1325.7-7955	K?	?	–
1108.8-7519b	M3	22±3	20±6	1349.2-7549E	G3	20±3	–
1109.4-7627	K7	14±3	15±3	1415.0-7822	G7	42±3	–
B33	M3-4	–	–				

3.4 Les distributions complètes de vitesses dans les amas jeunes

Bien que les mesures de périodes dans α Persée nous aient apportés de précieux renseignements sur la rotation des rotateurs lents de type solaire, le résultat se trouve limité par le fait qu'on n'ait pas pu obtenir de mesure de la rotation pour toutes les étoiles. Il était alors nécessaire d'envisager une étude des $v_{\text{sin } i}$. Le nouvel instrument ELODIE, mis en service à l'automne 1994 sur le télescope de 193 cm de l'OHP était tout à fait adapté. ELODIE est un spectrographe échelle qui utilise la méthode de la corrélation numérique, telle que décrite dans la section précédente, pour mesurer les vitesses radiales et de rotation des étoiles.

Dans cette étude, j'ai aussi utilisé les données obtenues par J-C Mermilliod de l'observatoire de Genève, avec CORAVEL. Les deux instruments se complètent bien du fait que CORAVEL est limité aux étoiles de magnitude 10–11, alors qu'ELODIE, installé sur un télescope plus grand peut mesurer des vitesses d'étoiles de magnitude 14–15. De plus, dans le cas de CORAVEL, le masque est un masque physique placé dans le plan focal de l'instrument, alors que, pour ELODIE, le masque est informatisé, permettant de multiples combinaisons (choix des longueurs d'onde utilisées, vitesse centrale et largeur de corrélation). Pour une description de l'instrument ELODIE et du logiciel de traitement de données, je renvoie le lecteur à la thèse de D. Queloz (1995), et à Baranne *et al.*(1994). La calibration de l'instrument pour les masques utilisés (masque F0 et K0) a été effectuée à l'observatoire de Genève par D. Queloz (Queloz 1995, Queloz *et al.* 1997).

C'est en fait, la capacité à utiliser un très grand nombre de raies et de les corréler avec un spectre approprié, qui permet de mesurer des vitesses, même si le rapport S/B du spectre est très bas. L'expérience montre qu'un S/B de 2–3 suffit pour mesurer la vitesse de rotation d'une étoile qui tourne lentement (typiquement en dessous de 15 km.s^{-1}).

3.4.1 Mesures de $v_{\text{sin } i}$ dans α Persée

L'échantillon provient de la liste publiée par Prosser (1992) et est présentée dans l'annexe B. Prosser a utilisé des critères spectroscopiques, photométriques, de mouvement propres et de vitesses radiales afin de déterminer les étoiles membres (colonne 5 de la table). Il a également mesuré les vitesses de rotation, mais n'a pas pu mesurer les vitesses inférieures à 10 km.s^{-1} .

Grâce aux performances de l'instrument ELODIE, et aux données acquises par CORAVEL, les vitesses de rotation de tous les membres de l'amas α Persée connus sont désormais résolues (la table des données $v_{\text{sin } i}$ est donnée en annexe B). 52 étoiles ont été mesurées avec ELODIE au cours de plusieurs campagnes d'observations entre octobre 1994 et novembre 1996, et 25 étoiles ont été mesurées par CORAVEL. Les autres mesures proviennent de la littérature: Prosser (1992), Stauffer *et al.* (1993), Prosser (1994) (voir la figure 3.6).

Un certain nombre d'étoiles observées se sont avérées non membres de l'amas sur divers critères. La vitesse radiale moyenne de l'amas étant très proche de 0, il est en effet difficile de

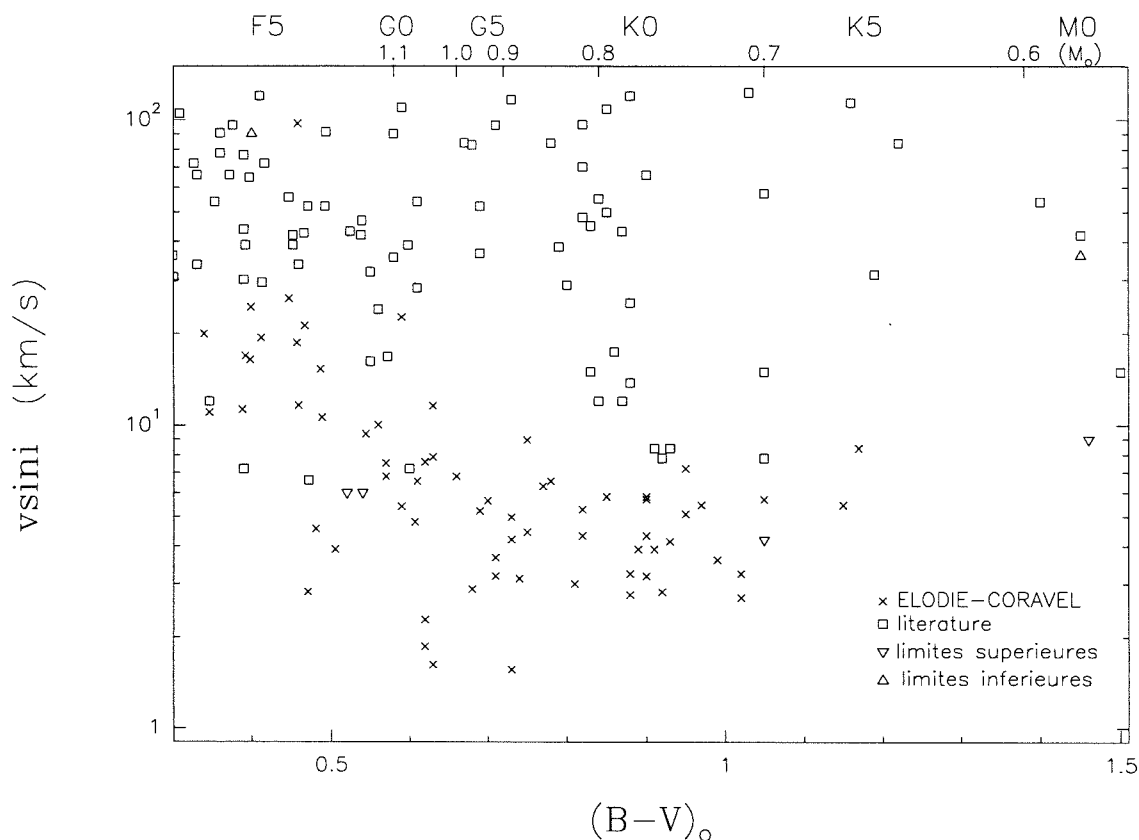


FIG. 3.6 – $vsini$ en fonction de $(B-V)_0$ dans l'amas α Persée, pour les types spectraux entre F5 et M0. Les croix représentent les résultats de ce travail (ELODIE ou CORAVEL), les carrés proviennent de la littérature (Prosser 1992). Les triangles sont soit des limites supérieures (pointes en bas), soit des limites inférieures (pointes en haut).

distinguer les étoiles membres des étoiles du champs. Depuis l'étude de Prosser, des études d'abondance en calcium ont été menées, essentiellement sur les rotateurs lents (les étoiles du champs sont des rotateurs lents) pour éliminer les non membres (Stauffer *et al.* 1993, Prosser 1994). La table de l'annexe B donne tous les membres de la liste de Prosser (1992), plus les résultats des études d'appartenance plus récentes, ainsi que les identifications croisées. Dans cette étude, j'ai rejeté tous les non-membres par critère du calcium, placés en fin de table.

3.4.2 Mesures de $vsini$ dans les Pléiades

L'amas des Pléiades est situé à 140–150 pc. Très bien visible à l'oeil nu grâce à ses étoiles bleues, il contient quelques centaines d'étoiles de tous types spectraux. Son âge, son emplacement dans le ciel, et son nombre important de membres en fait un laboratoire tout à fait intéressant pour différentes études, à métallicité et âge donné, de paramètres stellaires tels que les abondances en éléments légers et la rotation. Cet amas a fait l'objet de nombreuses études. Les premières ont été faites par Trumpler (1922) et Hertzsprung (1947). La photo-

métrie des objets de Hertzsprung et Trumpler a été faite par Johnson et Mitchell (1958). Des études d'appartenance par mouvements propres ont été faites par différents auteurs, sur des échantillons plus larges que la liste de Hertzsprung: Artyukhina et Kalinina (1970), Pels *et al.* (1975), Jones (1981). En 1986, Van Leeuwen, Alphenaar et Brand publient la photométrie des membres de la liste de Pels. La même année, Mermilliod publie la photométrie de plus de 400 étoiles situées dans la région des Pléiades. En 1991, Stauffer *et al.* et Prosser *et al.* publient une recherche de membres peu lumineux (type spectral M).

L'âge de l'amas des Pléiades a tout d'abord été estimé à 70 millions d'années par Patenaude (1978), par ajustement d'isochrones sur le diagramme HR, et confirmé par Mermilliod (1981) et Duncan et Jones (1983). Les récentes découvertes de naines brunes dans cet amas ont amené à reconsidérer l'âge des Pléiades. En effet, d'après l'abondance en lithium de ces objets, l'amas ne peut pas être moins âgé que 120 millions d'années (Basri, 1997). Dans cette étude, j'ai considéré que l'âge des Pléiades étaient compris entre 80 et 100 millions d'années.

Les études de la rotation dans les Pléiades les plus importantes ont été faites par Van Leeuwen et Alphenaar (1982), Stauffer *et al.* (1984). L'étude des vitesses la plus complète et la plus récente est celle publiée par Soderblom *et al.* (1993) et c'est sur ce travail que nous nous sommes basés pour choisir les étoiles à observer. Le grand nombre d'étoiles des Pléiades dont les vitesses sont inférieures à 10 km.s^{-1} , et dont les vitesses n'étaient pas connus (voir Soderblom, 1993, ou figure 2.7) apportaient une forte limitation sur l'étude des distributions de vitesse dans cet amas. Il était donc important de mesurer les $v \sin i$ de ces étoiles. Comme pour α Persée, nous avons utilisé les instruments ELODIE et CORAVEL.

Nous avons mesuré, au cours de plusieurs campagnes d'observation, entre octobre 1994 et décembre 1996, les vitesses de rotation pour 94 étoiles dont les types spectraux sont compris entre G0 et M0. En plus, 71 étoiles ont été mesurées avec CORAVEL. La liste des étoiles observées, avec leur vitesse, est donnée en annexe C. La figure 3.7 montre une compilation des $v \sin i$ observés pour les étoiles de types spectraux compris entre F5 et M0.

Les distributions de $v \sin i$ des Pléiades et α Persées sont discutées dans le paragraphe suivant.

3.4.3 Etude des distributions de vitesses de α Persée et des Pléiades

Les comparaisons de vitesses de rotation à différents âges ont conduit Soderblom *et al.* (1993) aux observations suivantes : les distributions de vitesse des étoiles G sont très similaires dans α Persée (50 millions d'années) et les Pléiades (80-100 millions d'années), toutefois il y a plus de rotateurs rapides ($v \sin i \geq 30 \text{ km.s}^{-1}$) dans le premier, et les vitesses maximales y sont plus grandes. Les vitesses de rotation dans les Hyades (600 millions d'années) sont uniquement fonction de la masse. Il existe une grande dispersion de vitesse dans les Pléiades à toute les masses. La convergence des vitesses entre les Pléiades et les Hyades réduit la dispersion d'un facteur 20 pour les étoiles de $0,7 M_{\odot}$. Pour les étoiles de $1 M_{\odot}$, la médiane des vitesses dans les Pléiades est 10 km.s^{-1} , soit à peu près la même que dans le Groupe de la Grande Ourse (300 millions d'années), et légèrement supérieure à la médiane des vitesses

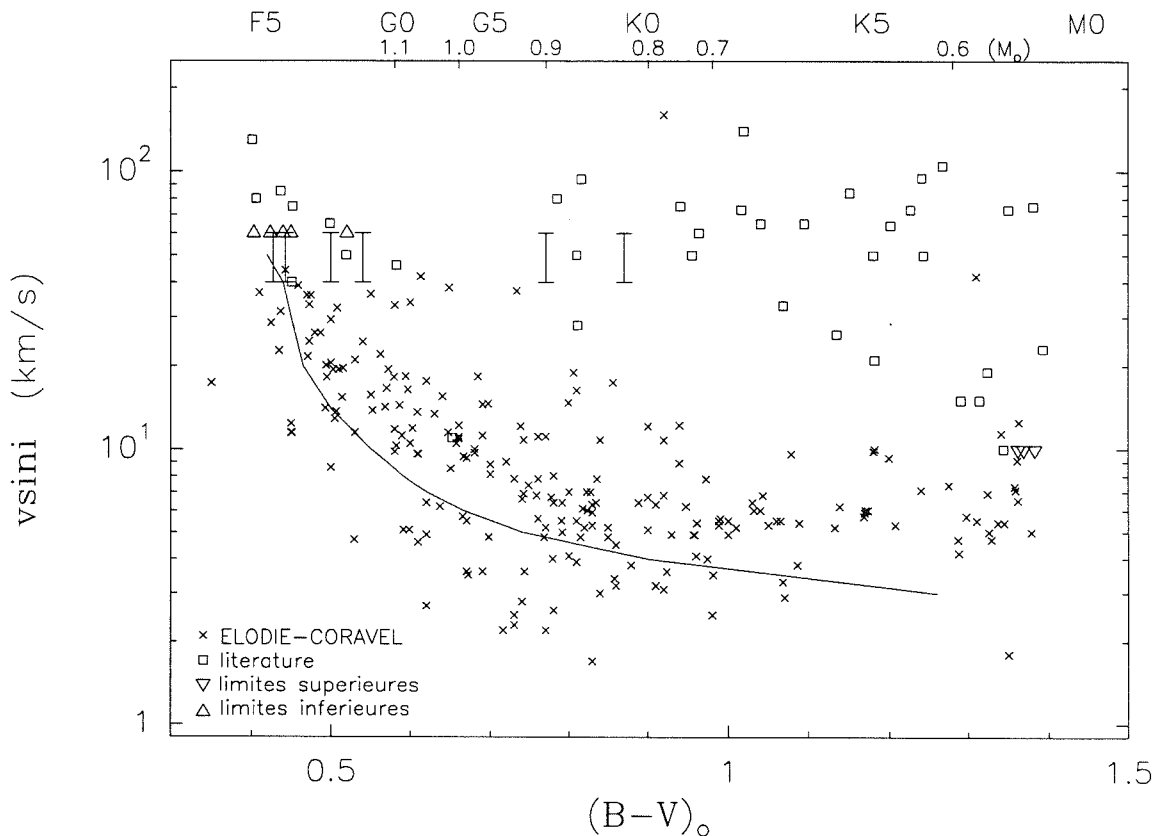


FIG. 3.7 – Même chose que la figure 3.6 pour l'amas des Pléiades, et les données de Soderblom (carrés, 1993).

dans les Hyades (7 km.s^{-1}),

Les nouvelles données obtenues pour les rotateurs lents permettent de tirer de nouvelles conclusions. Afin de comparer les distributions de vitesses dans les deux amas, j'ai représenté sur la figure 3.8, les vitesses de rotation dans les deux amas. Dans les deux cas, la courbe représente la vitesse caractéristique en fonction de la masse telle qu'elle est observée dans l'amas des Hyades, d'après l'ajustement par Soderblom (1996, figure 2.7). Autrement dit, cette courbe peut être considérée comme la vitesse sur la séquence principale.

Les observations de Soderblom concernant les rotateurs rapides et les dispersions de vitesses restent inchangées. Quelque soit la masse, il y a un ralentissement des rotateurs rapides d' α Persée. Les étoiles G rotateurs rapides dans α Persée sont les plus ralenties. De plus, on remarque que dans α Persée, les distributions de $v \sin i$ semblent moins piquées aux petits $v \sin i$ que dans les Pléiades, ce qui signifie que des rotateurs rapides ou modérés d' α Persée deviennent des rotateurs lents des Pléiades.

Malgré le plus faible nombre de membres dans α Persée, il semble que les rotateurs lents soient distribués de la même façon dans les deux figures : dans les deux amas, il y a très peu d'étoiles en dessous de la ligne de la séquence principale, les vitesses minimales sont observées

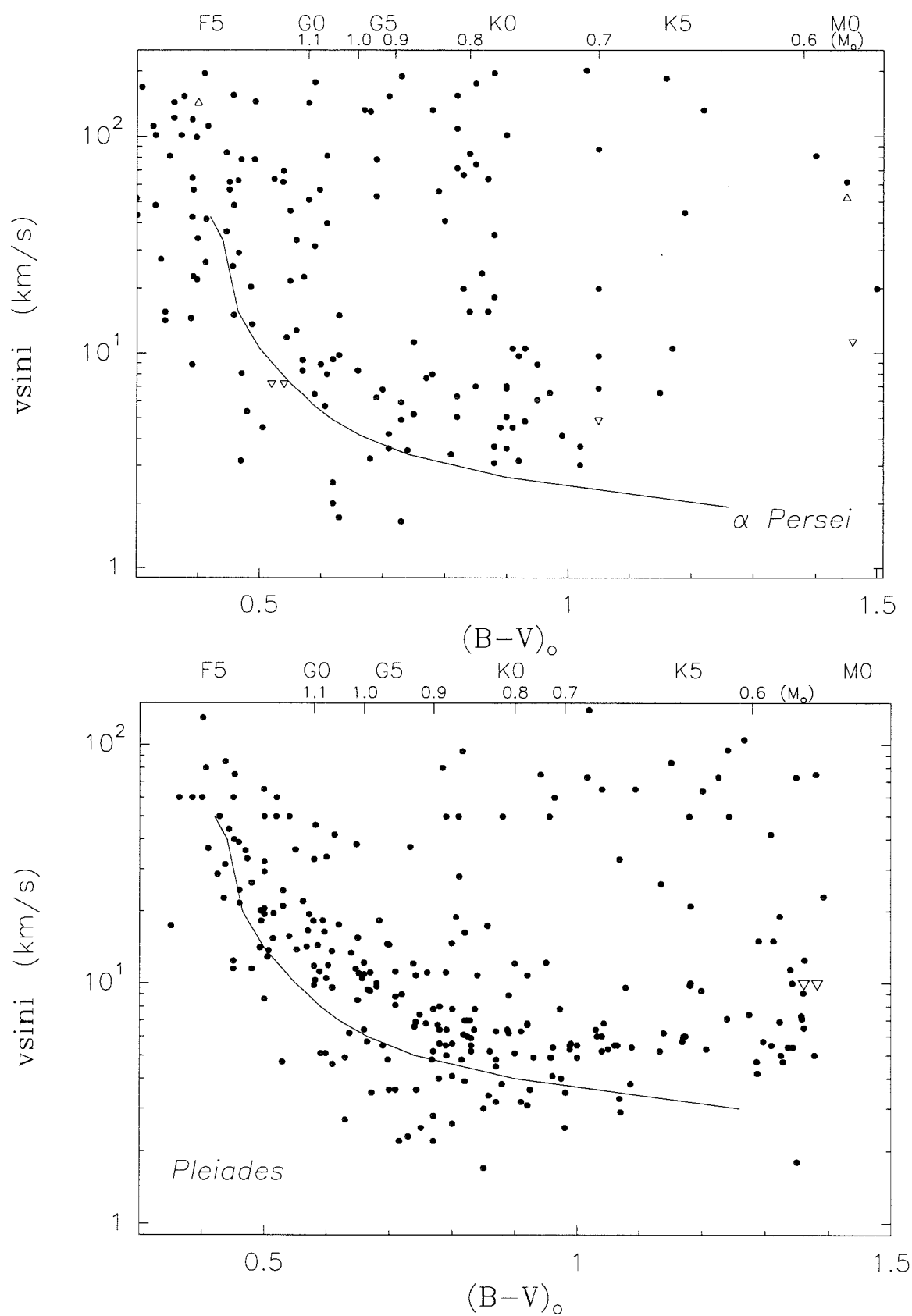


FIG. 3.8 – $vsini$ en fonction de l'indice de couleur $(B-V)_0$, du type spectral et de la masse dans α Persée et les Pléiades. Le trait continu représente la séquence principale des Hyades (voir figure 2.7).

entre 0,8 et $1 M_{\odot}$ et l'enveloppe inférieure des vitesses augmente pour les petites masses. Les rotateurs lents ne sont donc pas, ou peu, ralentis entre α Persée et les Pléiades.

Dans les Pléiades, la vitesse médiane est au-dessus de la séquence principale des Hyades, quelle que soit la masse, ce qui signifie que les rotateurs lents, comme les rotateurs rapides sont ralentis entre les Pléiades et les Hyades. La vitesse médiane des Pléiades reste constante avec la masse pour les masses inférieures à $0,9 M_{\odot}$ et est à peu près 6 km.s^{-1} .

3.5 Conclusions

Plusieurs études observationnelles ont été menées afin d'augmenter l'échantillon des vitesses connues, dans IC 4665 et α Persée, par des mesures de périodes, et dans le Chamaleon, α Persée et les Pléiades par mesure de $v \sin i$.

Dans α Persée, les mesures de périodes ont permis de poser une limite inférieure des vitesses à 6 km.s^{-1} parmi les étoiles de type solaire. Les mesures du Caméléon apportent pour la première fois des informations sur la rotation pendant la phase intermédiaire entre les T Tauri et l'arrivée sur la séquence principale et montrent l'accélération pré-séquence principale. Et dans les deux amas, α Persée et les Pléiades, on connaît maintenant les vitesses de rotation de tous les membres dont la masse est comprise entre 0,6 et $1,1 M_{\odot}$.

Dans le chapitre suivant, je montre comment les distributions de vitesses projetées ($v \sin i$) permettent de remonter aux distributions de vitesses vraies (v). Et dans le chapitre 5, les résultats observationnels sont utilisés pour contraindre les modèles d'évolution du moment cinétique pendant la pré-séquence principale.

Chapitre 4

DISTRIBUTIONS DE VITESSE DANS LES AMAS JEUNES

Sommaire

4.1	Détermination des distributions et inversion	80
4.2	L'amas des Pléiades	84
4.3	L'amas Alpha Persée	88
4.4	Comparaison entre α Persée et les Pléiades	89
4.5	conclusions	90

L'interprétation des mesures de $v \sin i$ est biaisée par la présence du facteur inconnu, le $\sin i$. La détermination de l'angle i est restreinte à quelques cas particuliers, dans le cas d'étoiles binaires, ou dans le cas d'étoiles simples, dont à la fois le $v \sin i$ et la période de rotation sont connus. Les disques circumstellaires, ou les jets ou flots moléculaires peuvent aussi apporter une information sur l'inclinaison de l'axe de rotation : le disque est dans le plan équatorial, tandis que les jets suivent l'axe de rotation. A part ces cas précis, pour la majeure partie des étoiles, on ne connaît pas l'angle i .

Si les études de rotation par mesure de $v \sin i$ sont biaisées par le $\sin i$, les inconvénients liés à la mesure de la période font que les $v \sin i$ sont quand même préférés dans certains cas. Il y a à cela plusieurs raisons. Tout d'abord l'avancée technologique fait que l'on mesure les $v \sin i$ avec une précision croissante et que les limites de résolution des instruments s'améliorent, de telle manière qu'il est possible de mesurer des vitesses qui tendent vers zéro. De plus, une seule mesure permet de mesurer la vitesse d'une étoile, contrairement à la mesure de périodes pour lesquelles un suivi est requis. On peut donc mesurer un grand nombre de $v \sin i$ en une seule campagne d'observations, ce qui permet des études statistiques sur les distributions de vitesses.

Dans cette partie, je présente les résultats d'études effectuées sur deux amas, Alpha Persée et les Pléiades. Le grand nombre de $v \sin i$ obtenus dans ces 2 amas (voir chapitre précédent),

permet d'envisager une étude des vitesses en fonction de la masse, tout autres paramètres égaux par ailleurs (métallicité, âge)

La méthode statistique utilisée est celle développée par Y. Gaigé (1992, 1994), à partir des équations de Chandrasekar et Münch (1950), elle est décrite dans la première partie. Ensuite je présente les résultats obtenus dans les deux amas Alpha Persée et les Pléiades.

4.1 Détermination des distributions et inversion

Le principe qui permet de remonter à la distribution de v à partir de celle des $v \sin i$ est de supposer une distribution pour les $\sin i$. La distribution la plus courante est évidemment la distribution aléatoire des axes de rotation dans l'espace. Cette hypothèse ne repose sur aucune base théorique, mais n'a pas encore été mise en défaut observationnellement. Dans le cas des étoiles binaires, par exemple, on n'a pas observé d'axe de rotation préférentiel. Les observations de périodes de rotation des étoiles T Tauri montrent que les axes de rotation semblent aléatoirement répartis (Bouvier 1991).

4.1.1 La méthode

Chandrasekhar et Münch (1950) ont donné les équations qui relient la distribution de $v \sin i$ à celle de v . Ils ont en particulier trouvé que des équations simples relient les moments des deux distributions. Ces équations ont pour intérêt premier de connaître les moments de la distribution de v (vitesse moyenne, écart-type) avec la même précision que ceux de la distribution observée, et ceci quelle que soit la taille de l'échantillon ou la précision avec laquelle les vitesses sont connues.

Dans le but de clarifier les équations, posons $y = v \sin i$, et définissons $\Phi(y)$ la distribution de $v \sin i$ et $F(v)$ celle de v . On pose également $\overline{v \sin i}$ la moyenne des $v \sin i$, \bar{v} et σ_v , la moyenne et l'écart-type (respectivement) de la distribution des v .

Les relations entre les moyennes et les écarts quadratiques moyens sont donnés par:

$$\bar{v} = \frac{4}{\pi} \overline{v \sin i} \quad (4.1)$$

$$\sigma_v^2 = \frac{3}{2} \overline{(v \sin i)^2} - \frac{16}{\pi^2} (\overline{v \sin i})^2 \quad (4.2)$$

Et les relations entre les 2 distributions sont :

$$\Phi(y) = y \int_y^\infty \frac{f(v)}{v(v^2 - y^2)^{1/2}} dv \quad (4.3)$$

ou inversement :

$$f(v) = -\frac{2}{\pi} v^2 \frac{\partial}{\partial v} v \int_v^\infty \frac{\Phi(y)}{y^2(y^2 - v^2)^{1/2}} dy \quad (4.4)$$

Pour pouvoir faire un calcul analytique il faut que la distribution $\Phi(y)$ soit continue, et ne peut pas être un histogramme par exemple. Chandrasekhar et Münch, n'ayant pas trouvé de solution analytique à ce problème, ont proposé de traiter le problème inverse. Leur idée était de supposer une forme fonctionnelle pour f , à laquelle on applique la relation 4.3 afin de déterminer la distribution de $v \sin i$ correspondant. En pratique une famille de fonction avec un, ou plusieurs, paramètres ajustables est choisie afin de reproduire au mieux les observations. La forme proposée par ces auteurs était une bi-gaussienne, avec une largeur variable. Ils ont alors tabulé les résultats pour un certain nombre de fonctions.

Cette méthode a été appliquée par Benz, Mayor et Mermilliod (1984) dans quatre amas : les Hyades (105 étoiles), les Pléiades (76 étoiles), Praesepe (84 étoiles) et Coma Bérénice (18 étoiles). Leur échantillon était limité aux étoiles F5–K0. Pour une masse donnée, les vitesses montrent peu de dispersion autour de la vitesse moyenne. Ils ont alors supposé pour $f(v)$ une forme gaussienne et indépendante de la masse. Seule la vitesse moyenne (\bar{v}) est dépendante de la masse, ce qui permet de calculer la distribution $f(\frac{y}{\bar{v}})$ par amas sur l'échantillon complet de données.

Yves Gaigé (1992) a proposé un traitement numérique direct du problème : si la fonction ϕ est continue, alors l'inversion est possible. Pour construire une distribution $\phi(y)$ continue à partir des mesures de $v \sin i$, il procède de la manière suivante. L'étoile dont la vitesse observée est y_i apporte une contribution à la distribution totale sous la forme d'une gaussienne centrée en y_i et de largeur l :

$$\phi_i(y) = \frac{1}{l\sqrt{2\pi}} \left[e^{-\frac{(y-y_i)^2}{2l^2}} \right] \quad (4.5)$$

Si N est le nombre total d'étoiles dans l'échantillon, la distribution finale sera :

$$\phi(y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \phi_i(y) \quad (4.6)$$

La largeur de la gaussienne l , peut être vue comme la largeur de l'intervalle dans le cas d'un histogramme. En d'autres mots, l'étoile est répartie dans l'intervalle de largeur l et centré en y_i , avec une probabilité de type gaussien.

4.1.2 Tests sur la fiabilité de la méthode d'inversion

Les distributions finales inversées $f(v)$ et $F(v)$ dépendent de deux paramètres : la valeur de l et le nombre d'étoiles N . Afin de tester la stabilité de la méthode d'inversion d'écrite plus haut, j'ai utilisé des simulations Monté-Carlo sur une distribution synthétique que j'appellerai $f_o(v)$ (ou $F_o(v)$ sa distribution cumulée). Cette distribution a été choisie de telle façon que sa forme suive la forme d'une distribution observée dans les amas jeunes : un pic aux petites vitesses et une queue qui s'étend vers les grandes vitesses. A partir de cette distribution, je peux générer un nombre N d'étoiles, avec des vitesses v_i . A ces vitesses sont appliquées un $\sin i$ de manière à obtenir une vitesse projetée $y_i = v \sin i$. L'équation 4.6 permet alors

de calculer $\phi(y)$, et l'équation 4.4 permet de calculer la distribution inversée $f(v)$, que l'on comparera à $f_o(v)$.

Tout d'abord, j'ai testé l'influence du nombre d'étoiles de l'échantillon. Si ce nombre d'étoiles est suffisamment grand ($N=1000$ ou plus), l'accord entre les distributions d'entrée et de sortie est très bon, ce qui veut dire que la procédure d'inversion en elle-même est fiable.

Influence du paramètre l sur la distribution et l'inversion

Par contre si le nombre d'étoiles devient plus réaliste, c'est à dire comparable au nombre d'étoiles des amas jeunes (de l'ordre de la centaine, ou moins, suivant les intervalles de masse), les deux distributions sont de plus en plus différentes et la valeur utilisée pour l devient critique.

Pour bien comprendre l'effet de ce paramètre sur les distributions observées et inversées, plusieurs tests suivant la procédure expliquée plus haut ont été effectués avec différentes valeurs de N (entre 20 et 100) et deux valeurs de l : 1 et 4 km.s^{-1} (voir la figure 4.1 dans le cas $N=100$). La première chose à remarquer est que quel que soit le nombre d'étoiles, le pic de la distribution est mieux reproduit avec $l = 1 \text{ km.s}^{-1}$, tandis que $l = 4 \text{ km.s}^{-1}$ produit un aplatissement du pic.

Globalement, plus l est grand, plus la courbe est plate et lisse. Plus l est petit, plus la courbe montre des fluctuations. L'influence sur la distribution cumulée est plus subtile. Les formes restent les mêmes, mais pour un l grand les variations de pente sont moins importantes.

La tendance observée sur les distributions de $v \sin i$ se confirme sur les distributions inversées. Pour l petit, la courbe présente des fluctuations importantes et peut même prendre des valeurs négatives, ce qui n'est pas physique. Ceci se traduit dans la distribution cumulée par une décroissance de la courbe.

Mais, comme pour les distributions de $v \sin i$, les formes de distributions restent les mêmes quelle que soit la valeur de l , aussi bien pour la distribution en fréquence que pour la distribution cumulée. Et pour les distributions cumulées, les différences restent assez faibles (inférieures à 10%). En conclusion, le paramètre l a une influence sur la distribution des $v \sin i$, mais sa valeur n'est pas critique pour déterminer la distribution cumulée inversée.

Des critères peuvent être définis, afin de choisir la valeur de l la plus appropriée. Tout d'abord un faible nombre d'étoiles dans l'échantillon (comme dans notre exemple, les $v \sin i$ supérieurs à 20 km.s^{-1}) entraîne des fluctuations de la distribution observée. Le nombre d'étoiles dans l'échantillon est donc à prendre en compte. La forme de la distribution est aussi un paramètre important: un histogramme étroit sera mieux reproduit par un l petit. Et enfin, il faut tenir compte des précisions avec lesquelles les vitesses sont connues. Il ressort donc qu'à un échantillon donné correspondra une valeur de l donnée.

Il est intéressant de regarder le cas particulier des distributions observées dans les Pléiades.

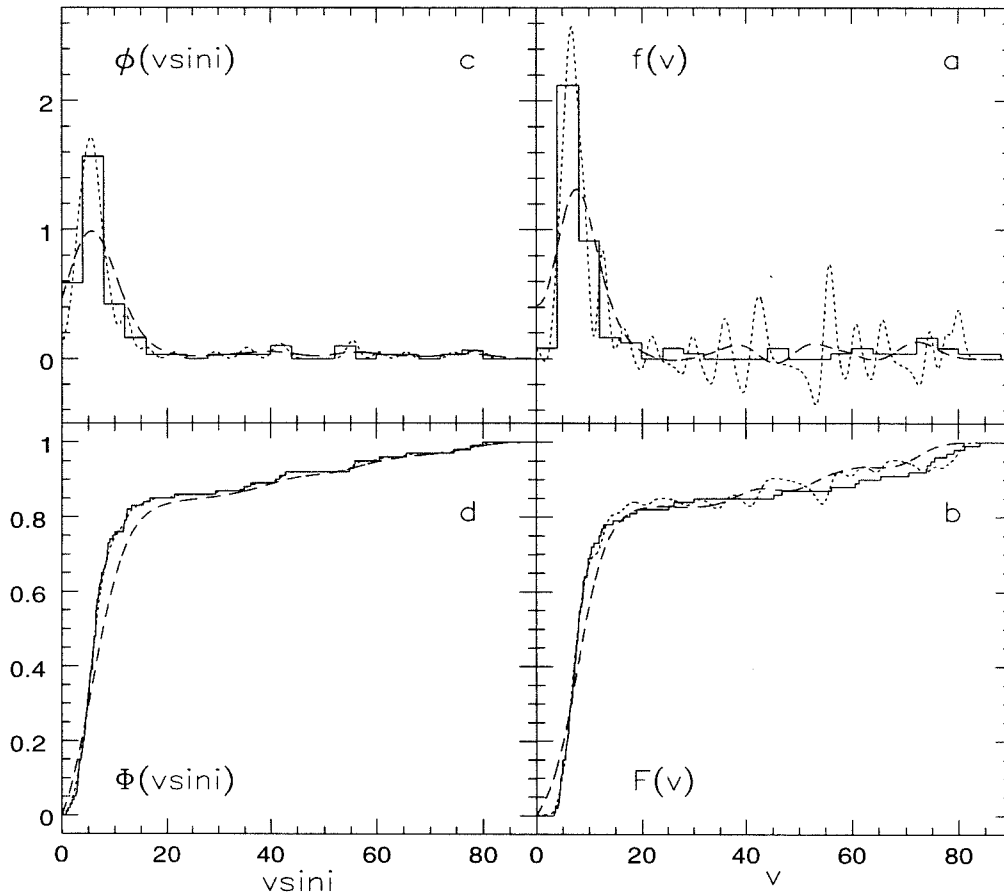


FIG. 4.1 – "Influence du paramètre l sur la procédure d'inversion. La figure montre à la fois la distribution originale des vitesses $f_o(v)$ (**a** : histogramme, trait plein, **b** : histogramme cumulé, trait plein), et la distribution convoluée par une distribution de sini (**c** et **d** : histogramme et histogramme cumulé des $v\text{sini}$ en trait plein). D'autre part, on voit la distribution calculée à partir de l'échantillon de $v\text{sini}$: $\phi(v\text{sini})$ (**c**) et $\Phi(v\text{sini})$ (**d**) pour deux valeurs du paramètre l : $l = 1 \text{ km.s}^{-1}$ en pointillés et $l = 4 \text{ km.s}^{-1}$ en tirets; et enfin on voit la distribution inversée (**a**) et distribution cumulées (**b**), avec les mêmes valeurs du paramètre.

La courbe présentée sur la figure 4.1 présente les caractéristiques suivantes :

1. un grand nombre d'étoiles ont des vitesses faibles
2. un petit nombre d'étoiles ont des vitesses grandes et dispersées
3. les rotateurs lents ont été observées avec CORAVEL ou ELODIE ont des vitesses très précises, au km.s^{-1} près
4. les rotateurs rapides ont des erreurs élevées

Il en ressort, d'après les critères décrits précédemment, que dans notre cas, une faible valeur de l peut-être utilisée pour reproduire la distribution pour les petites vitesses, et une grande valeur de l pour les grandes vitesses. Il semble alors pratique d'indexer la valeur de l sur la vitesse de rotation (le $v_{\text{sin}i}$). Avec ce choix, l'interprétation physique de l n'est pas aisée. Toutefois, l est en premier lieu dépendant de l'erreur, à travers la dépendance avec la vitesse, dans le cas très précis des distributions de vitesse dans les Pléiades. Donc on peut dire que l est un lissage de la fonction "erreur sur la mesure" en fonction de la mesure.

Estimation de l'erreur

On veut connaître la confiance que l'on peut placer dans le résultat de l'inversion, à savoir la distribution cumulée, qui donne les pourcentages de rotateurs lents/rotateurs rapides. Cette confiance dépend de la méthode utilisée, et aussi du nombre d'étoiles dans l'échantillon.

Une simulation Monte-carlo a été appliqué sur chaque distribution $f(v)$ déterminée pour un échantillon de N étoiles d'un intervalle donné de masse. Tout d'abord, on construit les distributions de $v_{\text{sin}i}(\phi(y))$ et de $v(f(v))$ pour cet échantillon. Ensuite on procède de la manière suivante :

1. on génère N "nouvelles" étoiles, dont les vitesses sont réparties suivant $f(v)$, et on leur applique un facteur d'inclinaison aléatoire;
2. on détermine la distribution de $v_{\text{sin}i}$ de l'échantillon obtenu, puis celle de v , par inversion du $v_{\text{sin}i}$;
3. on mesure les différents paramètres de la distribution : pourcentages d'étoiles dont les vitesses sont inférieures à 5, 7,5, 10 ou 20 km.s^{-1} et vitesses qui correspondent à des pourcentages de 10, 20, 50 ou 90%.

Cette procédure est répétée 100 fois et la statistique sur les résultats donne une estimation de l'erreur. Les résultats ont été reportés dans les tables 4.1 et 4.2.

4.2 L'amas des Pléiades

L'échantillon

L'échantillon des étoiles des Pléiades est présenté dans la partie 3.4.2.

La table des étoiles observées par ELODIE ou CORAVEL, ainsi que la liste des étoiles dont le $v_{\text{sin}i}$ provient de la littérature est donnée en annexe C. La liste donne les étoiles qui ont un indice de couleur $(B-V)_0$ compris entre 0,2 et 1,4, ce qui correspond à des masses comprises entre 0,5 et 1,7 M_{\odot} . 94 étoiles ont été observées avec ELODIE, et 71 avec CORAVEL.

L'échantillon est complet pour le domaine de masse qui nous intéresse, c'est à dire entre 0,6 et 1,1 M_{\odot} (soit pour $(B-V)_0$ compris entre 0,58 et 1,29). Echantillon complet signifie non pas que toutes les étoiles ont été observées dans cet intervalle de masse, mais que d'une part il ne subsiste pas de limite supérieure (tous les $v \sin i$ sont résolus). D'autre part, l'échantillon n'est pas biaisé dans ce sens où il n'y a aucune raison que les étoiles non observées, ou non connues, aient une répartition des vitesses différente.

Il faut remarquer la présence de barres d'erreur autour de 50 km.s^{-1} . Ces mesures, effectuées par CORAVEL, atteignent la limite de résolution de l'instrument (à peu près 40 km.s^{-1}), cependant un pic est quand même visible, ce qui suggère des vitesses inférieures à 60 km.s^{-1} .

Les distributions de $v \sin i$

La méthode décrite plus haut a été appliquée aux différents intervalles de masses. Le choix des intervalles de masse est avant tout dicté par les observations. La figure 3.7 nous montre que les vitesses ne sont pas distribuées de la même façon selon la masse. Les étoiles massives (type F) tournent rapidement, et tournent en moyenne d'autant plus rapidement que la masse est élevée. Ceci correspond bien aux observations des étoiles de la séquence principale. Les étoiles de type spectral G2–G6, tournent assez lentement, avec quelques étoiles qui ont des vitesses très faibles de quelques km.s^{-1} . Les étoiles moins massives ont des vitesses très dispersées, avec une grande proportion qui tournent lentement et quelques étoiles qui tournent vite.

Pour les étoiles de masse inférieure à 0,6 M_{\odot} , le nombre d'étoiles est faible et il subsiste des limites supérieures (la magnitude limite d'ELODIE est de 14–15 mag dans le filtre V, ce qui correspond à des $(B-V)_0$ de 1,3–1,4). La distribution donnée ici est donc incertaine.

Il a donc été choisi des intervalles de masse de largeur 0,1 ou 0,15 M_{\odot} , selon le nombre d'étoiles, et d'en comparer les distributions. Les histogrammes et les distributions sont présentées sur les figures 4.2 et 4.3. Les histogrammes ont été fabriqués avec un intervalle régulier de 4 km.s^{-1} .

Le nombre de rotateurs lents en dessous de 12 km.s^{-1} est très différent d'un intervalle de masse à l'autre. Pour les masses supérieures à 1,1 M_{\odot} , il y en a très peu et le maximum est atteint entre 12 et 16 km.s^{-1} . Entre 0,9 et 1,1 M_{\odot} , les histogrammes sont piqués entre 8 et 12 km.s^{-1} , tandis que pour les plus faibles masses, ils sont piqués entre 4 et 8 km.s^{-1} . Les intervalles 0,9–1,1 et 0,75–0,9 sont ceux qui contiennent le plus d'étoiles qui tournent très lentement (moins vite que 4 km.s^{-1}). Dans les étoiles de faible masse, il y a à la fois plus de rotateurs très lents avec des vitesses inférieures à 8 km.s^{-1} , et plus de rotateurs rapides, au dessus de 20 km.s^{-1} . Autrement dit, l'histogramme des $v \sin i$, est à la fois plus piqué et plus étalé pour les étoiles entre 0,6 et 0,9 M_{\odot} que pour les étoiles entre 0,9 et 1,1 M_{\odot} .

Ces résultats sont à confirmer avec les vraies distributions de vitesse. Les distributions inversées sont discutées dans le paragraphe suivant.

Les distributions de vitesses équatoriales

TAB. 4.1 – Paramètres pour les différents intervalles de couleurs et de masse dans les Pléiades : N est le nombre d'étoiles, les colonnes 4, 5 et 6 donnent le pourcentage des étoiles avec des vitesses inférieures à 20, 10, 7,5 et 5 km.s^{-1} , respectivement. La partie inférieure de la table donne les vitesses qui correspondent aux pourcentages de 10, 20, 50 et 90 %.

(B-V) ₀	Masse M_{\odot}	N	Pourcentage d'étoiles (en %) de			
			$v < 20 \text{km.s}^{-1}$	$v < 10 \text{km.s}^{-1}$	$v < 7,5 \text{km.s}^{-1}$	$v < 5 \text{km.s}^{-1}$
0,4 – 0,58	1,1 – 1,5	45	24,6±5,4	1,7±2	0,6±1,3	0,4±0,7
0,58 – 0,77	0,9 – 1,1	67	85,8±4,6	36,1±6,1	21,3±7,1	7,1± 3,6
0,58 – 0,66	1,0 – 1,1	30	74,6±8,4	19,4±8,6	9,1±5,7	2,7± 3,1
0,66 – 0,77	0,9 – 1,0	37	94,9±3,7	52,9±10,0	32,3±9,2	12,8±5,9
0,77 – 1,29	0,6 – 0,9	118	77,3±3,7	65,5±4,1	44,0±3,9	10,6±2,9
0,77 – 0,94	0,75 – 0,9	57	84,2±4,1	71,6±5,3	50,2±5,7	13,4±4,7
0,94 – 1,29	0,6 – 0,75	61	71,0±6,2	57,4±5,1	35,3±4,9	9,1±3,4
1,29 – 1,41	0,5 – 0,6(†)	23	76,4±9	45,7±9,5	26,5±7,7	5,6± 4,9
			vitesse (km.s^{-1}) correspondant à			
			$F(v) < 10\%$	$F(v) < 20\%$	$F(v) < 50\%$	$F(v) < 90\%$
0,4 – 0,58	1,1 – 1,5	45	14,9±2,1	18,4±1,9	30,6±2,7	82 ± 11
0,58 – 0,77	0,9 – 1,1	67	5,5 ±1,0	7,2±0,9	11,6±0,9	34 ± 8
0,58 – 0,66	1,0 – 1,1	30	7,8 ±1,3	10,1±1,2	14,0±1,7	44 ± 10
0,66 – 0,77	0,9 – 1,0	37	4,5 ±1,0	6,0±0,9	9,6±1,0	16,1±3,3
0,77 – 1,29	0,6 – 0,9	118	4,9 ±0,4	5,8±0,3	7,9±0,4	80 ± 13
0,77 – 0,94	0,75 – 0,9	57	4,6 ±0,5	5,5±0,4	7,5±0,4	53 ± 23
0,94 – 1,29	0,6 – 0,75	61	5,0 ±0,5	6,1±0,5	8,9±3,3	89 ± 13
1,29 – 1,41	0,5 – 0,6(†)	23	5,6±1,0	6,8±1,0	10,8±2,0	72 ± 25

Les distributions inversées sont présentées sur la figure 4.4, et les paramètres correspondant dans la table 4.1. Les erreurs ont été déterminées par la méthode décrite au paragraphe 4.1.2.

Les courbes présentées sur la figure 4.4 ont trois comportements différents. Pour les étoiles plus massives que $1,1 M_{\odot}$, il n'y a pas de rotateurs très lents en dessous de $10\text{--}15 \text{ km.s}^{-1}$. Pour les étoiles entre $0,9$ et $1,1 M_{\odot}$, les courbes montent très rapidement tant que la vitesse est inférieure à 20 km.s^{-1} (jusqu'à 80–95%). Et le maximum des vitesses est de 60 km.s^{-1} . Pour les masses entre $0,6$ et $0,9 M_{\odot}$, la courbe monte encore plus rapidement, tant que la

vitesse est inférieure à 10 km.s^{-1} . Après on observe un plateau, avec de vitesses maximales de $150\text{--}200 \text{ km.s}^{-1}$. Les remarques tirées des distributions en $v \sin i$ sont donc confirmées.

Le fait qu'il n'y ait pas "une séquence évolutive" des distributions, c'est à dire que les distributions ne soient pas homothétiques en fonction de la masse montre que plusieurs effets interviennent. Tout d'abord, au dessus de $1,1 M_{\odot}$, les étoiles sont très peu ralenties : du fait de leur enveloppe convective mince le vent n'est pas efficace. En dessous de $0,75 M_{\odot}$, la proportion de rotateurs très lent diminue également.

La remontée de l'enveloppe inférieure des vitesses a également été remarquée par Stauffer (1997) pour les étoiles de masse inférieure à $0,5 M_{\odot}$.

Effet d'une contamination par des étoiles du champ

Queloz *et al.* ont discuté la possibilité que des étoiles de la liste de l'annexe C soient en fait des étoiles du champ, et non des membres des Pléiades. Etant donné la moins bonne précision des détermination de mouvements propres et de photométrie pour certaines étoiles de la liste de Pels, la probabilité d'une contamination n'est pas nulle : statistiquement, 2 ou 3 étoiles de l'échantillon sont non membres.

Cet effet est d'autant plus important que les étoiles du champ sont forcément des rotateurs lents (car ce sont des étoiles de la séquence principale), et donc influenceraient le pourcentage de rotateurs très lents obtenu. Afin de tester l'effet d'une contamination possible par des non membres, j'ai comparé la distribution obtenue pour les étoiles du centre de l'amas (essentiellement des étoiles de Hertzsprung, donc des étoiles dont l'appartenance est certaine) à celle obtenue pour les étoiles du halo. Le halo est défini par les étoiles éloignées de plus de $8'$ du centre de l'amas. La figure 4.5 présente en deux couleurs différentes les étoiles du centre et du halo. Dans l'intervalle de $(B-V)_0$ $0,77\text{--}0,94$, les plus petits rotateurs sont toutes des étoiles de la couronne. Les distributions de vitesses équatoriales dérivées pour les deux types de population (coeur/couronne) montrent une différence de 15% : le pourcentage d'étoiles avec des vitesses inférieures à $7,5 \text{ km.s}^{-1}$ est de 24% dans le halo, alors qu'il n'est que de 7% dans le coeur.

Dans le but de déterminer l'importance de la contamination par des étoiles non membres, j'ai arbitrairement supprimé de l'échantillon deux étoiles du halo, parmi les rotateurs les plus lents (Pels 39 et Ak IV 131). Dans ce cas, les deux distributions du coeur et du halo sont alors comparables, à l'intérieur des barres d'erreur (une différence maximale de 7% est observée). La conclusion que l'on peut tirer de cette étude est que la possibilité d'une contamination de la couronne par des étoiles du champ est à prendre en compte. Par contre, cette contamination se limite à deux étoiles.

Regardons maintenant l'effet de la contamination de deux étoiles non membres dans l'intervalle de masse $0,6\text{--}0,9 M_{\odot}$ (intervalle de $(B-V)_0$ $0,77\text{--}1,29$). Cet intervalle contient un grand nombre d'étoiles (118). De ce fait, la contamination par deux étoiles du champ est imperceptible.

4.3 L'amas Alpha Persée

L'échantillon

Les $vsini$ utilisés dans cette partie sont donnés dans l'annexe B. Le principal inconvénient de cet amas par rapport à celui des Pléiades est le nombre beaucoup moins important de membres connus. Il est alors impossible de construire des distributions dans des intervalles de masse étroits car l'erreur devient trop grande pour que la distribution soit significative.

D'après la figure 3.6, les différences de vitesses entre les différentes masses sont beaucoup moins marquées que dans les Pléiades. En particulier, entre 0,9 et 1,1 il existe des rotateurs rapides, et des rotateurs lents, comme pour les masses plus faibles. Par analogie avec les intervalles utilisés dans les Pléiades, et afin de pouvoir comparer les distributions dans les deux amas, j'ai choisi d'utiliser les intervalles de masse suivants : 0,6–0,9, 0,9–1,1 et $>1,1 M_{\odot}$. En plus, les distributions sont présentées pour l'intervalle 0,6–1,1 M_{\odot} .

Les distributions de $vsini$

Les histogrammes et distributions de $vsini$ pour les 4 intervalles de masses sont présentés sur les figures 4.6 et 4.7. Les histogrammes et les distributions de $vsini$ montrent bien qu'il n'y a pas de différence significative entre les intervalles de masse 0,6–0,9 et 0,9–1,1 M_{\odot} . En fait, la distribution complète semble composée d'un pic étroit centré entre 5 et 10 km.s^{-1} et d'une distribution quasiment uniforme pour des vitesses comprises entre 10 et 200 km.s^{-1} .

Les distributions de vitesses équatoriales

Les distributions inversées correspondantes sont présentées sur la figure 4.8. On observe deux type de courbes : la courbe des étoiles massives monte lentement alors que les trois autres courbes montent rapidement jusqu'à 0-20 km.s^{-1} et après monte beaucoup plus lentement. Ce comportement est comparable à celui des Pléiades, à la fois pour les étoiles plus massives que 1,1 M_{\odot} , et pour les étoiles moins massives que 0,9 M_{\odot} . L'inversion confirme que la distribution des étoiles entre 0,9 et 1,1 M_{\odot} dans α Persée est très semblable à celle des étoiles de plus faible masse. Dans l'intervalle de masse 0,6–0,9 la courbe augmente moins vite en dessous de 8 km.s^{-1} que pour l'intervalle 0,9–1,1, mais elle augmente plus vite entre 10 et 30 km.s^{-1} . Mais ces différences ne sont pas significatives du fait du faible nombre d'étoiles. On le voit également dans la table 4.2 : le pourcentage d'étoiles avec des vitesses inférieures à 7,5 km.s^{-1} sont égales à l'intérieur des barres d'erreur.

En conclusion, le nombre d'étoiles, de type G et K dans α Persée et avec des vitesses inférieures à 5 km.s^{-1} est très faible (4–5%), ce qui confirme les conclusions de l'étude des périodes de rotation dans α Persée (paragraphe 3.2.2). Par contre environ 20% des étoiles ont des vitesses comprises entre 5 et 10 km.s^{-1} , et la moitié ont une vitesse inférieure à 20 km.s^{-1} .

TAB. 4.2 – Même chose que la table 4.1 pour α Persée .

(B-V) ₀	Masse M_{\odot}	N	Pourcentage d'étoiles (in %) de			
			$v < 20 \text{ km.s}^{-1}$	$v < 10 \text{ km.s}^{-1}$	$v < 7,5 \text{ km.s}^{-1}$	$v < 5 \text{ km.s}^{-1}$
0,4 – 0,58	> 1,1	35	21,7±7,9	5,9±4,4	2,8±2,8	1,1±1,5
0,58 – 0,72	0,9 – 1,1	28	50,0±9,0	26,2±7,8	16,7±7,1	6,6±5,0
0,72 – 1,38	0,6 – 0,9	61	54,5±5,4	25,0±4,7	11,4±3,8	3,3±2,2
0,58 – 1,38	0,6 – 1,1	89	54,2±5,6	24,1±4,5	12,4±3,4	4,3±1,8
			vitesse (km.s^{-1}) correspondant à			
			$F(v) < 10\%$	$F(v) < 20\%$	$F(v) < 50\%$	$F(v) < 90\%$
0,4 – 0,58	> 1,1	13,2±3,8	20,1±6,3	52±12	150±30	
0,58 – 0,72	0,9 – 1,1	6,1±1,5	8,4±1,8	29±17	170±30	
0,72 – 1,38	0,6 – 0,9	7,1±0,8	9,1±0,8	18,0±5,0	186±26	
0,58 – 1,38	0,6 – 0,9	6,9±0,8	9,1±0,8	18,5±6,5	175±18	

4.4 Comparaison entre α Persée et les Pléiades

La comparaison des distributions de vitesses dans α Persée et les Pléiades nous apprend comment les étoiles, pour différentes vitesses sont ralenties entre 50 et 80–100 millions d'années. Sur la figure 4.9, on peut voir les distributions des deux amas, pour deux intervalles de masse. Le comportement est tout a fait différent selon la masse.

Tout d'abord, pour les étoiles autour de $1 M_{\odot}$, les rotateurs très lents, en dessous de 6 km.s^{-1} ne sont pas ralentis, et entre 6 et 10 km.s^{-1} ne le sont pratiquement pas. Ce résultat était tout a fait imprévisible avec les distributions de $v \sin i$, donc sans le inversion. En effet, les distributions de $v \sin i$ nous montrent une augmentation du nombre d'étoiles rotateurs lents entre les âges de α Persée et des Pléiades (55% des étoiles ont un $v \sin i$ inférieur à 20 km.s^{-1} dans le premier, contre 95% dans le second). L'inversion a donc un effet différent sur des distributions différentes: la distribution des Pléiades est "plus affectée" par le inversion que la distribution d' α Persée. Dans les deux amas les distributions sont piquées vers les rotateurs lents, mais la différence est que α Persée contient beaucoup plus de rotateurs rapides dans cet intervalle de masse que les Pléiades.

Pour les étoiles moins massives, il y a un net ralentissement des étoiles qui ont des vitesses supérieures à 4 km.s^{-1} , donc les rotateurs lents sont plus ralentis que pour les étoiles plus massives. Les rotateurs rapides sont par contre un peu moins ralentis. Ce dernier point peut

être expliqué à la fois par un freinage moins efficace et un effet d'évolution : les étoiles de $0,8 M_{\odot}$ arrivent sur la séquence principale à l'âge d' α Persée, et ne sont pas encore ralenties.

4.5 conclusions

La procédure numérique d'inversion décrite dans ce chapitre permet de remonter aux distributions de vitesses vraies, à partir des vitesses projetées. La méthode est fiable dans ce sens qu'une distribution de $v \sin i$ correspond à une seule distribution de v , et que la procédure inverse permet de retrouver la distribution originale. A partir de la distribution de v , on peut déterminer les proportions de rotateurs lents, ou rotateurs rapides. La fiabilité des résultats dépend essentiellement du nombre d'étoiles de l'échantillon.

Les distributions de vitesses dans les amas α Persée et les Pléiades ont pu être déduites et comparées entre elles. Ces observations posent de nouvelles questions:

1. Pourquoi les rotateurs très lents (en dessous de 5 km.s^{-1}) entre $0,9$ et $1,1 M_{\odot}$ ne sont-ils pas ralentis?
2. Pourquoi les étoiles de $1 M_{\odot}$ entre 5 et 15 km.s^{-1} sont-elles si peu ralenties et pourquoi les étoiles de plus faible masse sont-elles plus ralenties?
3. Comment reproduire le freinage énorme des rotateurs au dessus de 15 km.s^{-1} pour les étoiles de $1 M_{\odot}$?

Dans le chapitre suivant je compare ces distributions à un modèle d'évolution du moment cinétique.

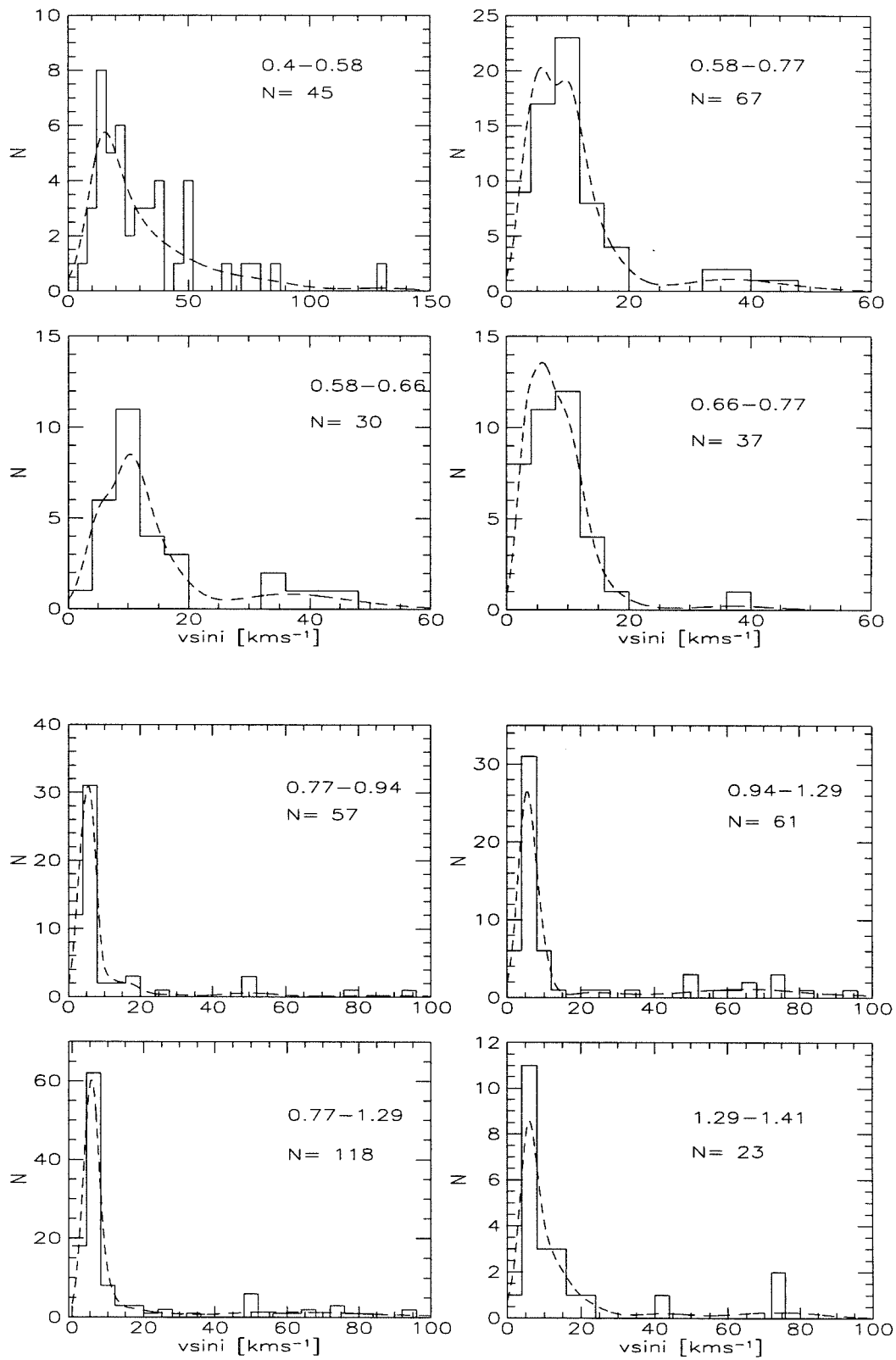


FIG. 4.2 – Histogrammes et distributions des $vsini$ pour différents intervalles de masse dans les Pléiades (les intervalles de masse sont donnés dans chaque cadran). N est le nombre d'étoiles dans l'intervalle considéré. Les histogrammes sont présentés avec des intervalles de largeur 4 km.s^{-1} .

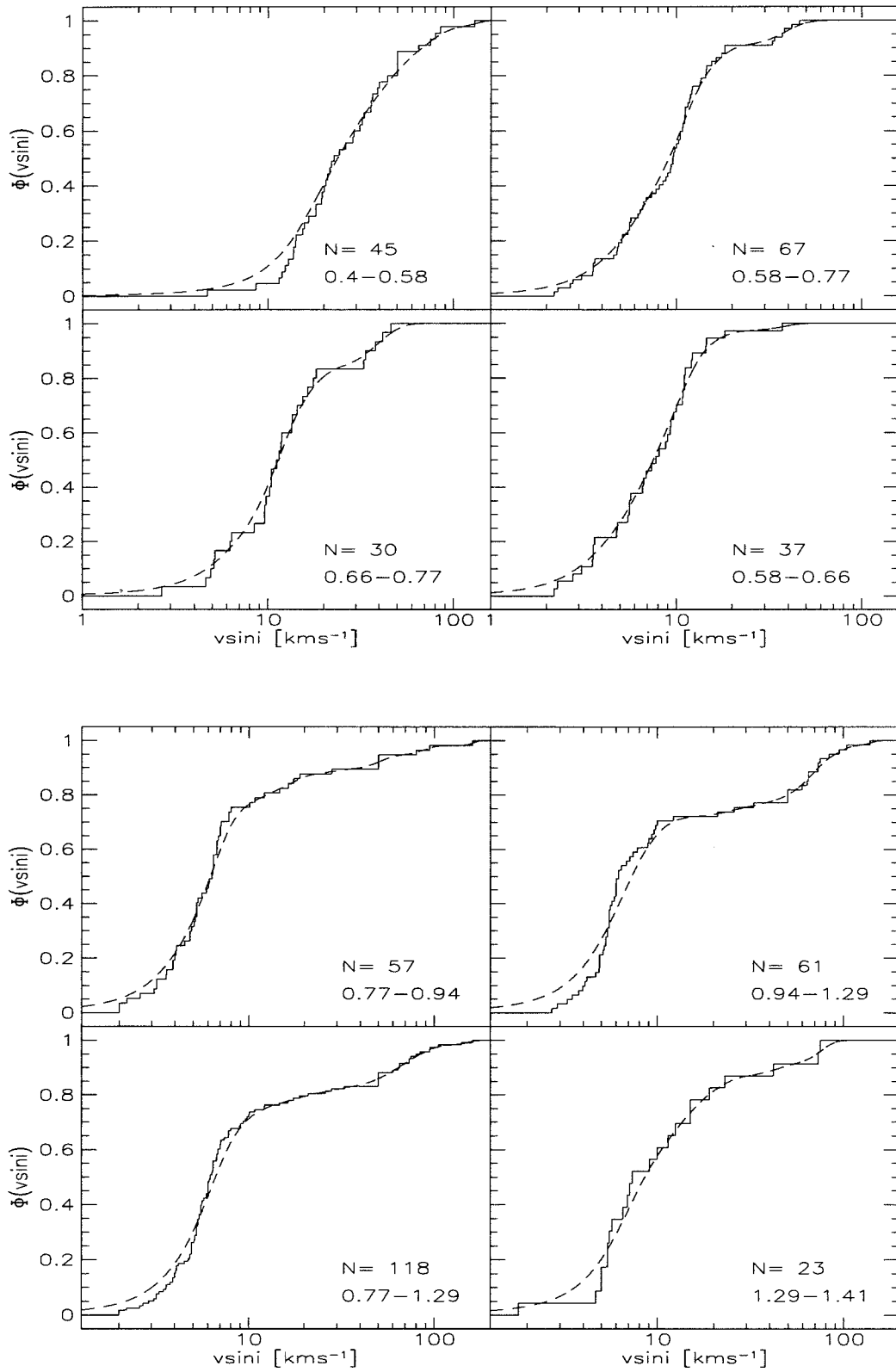


FIG. 4.3 – Distributions cumulées des $vsini$ pour différents intervalles de masse dans les Pléiades.

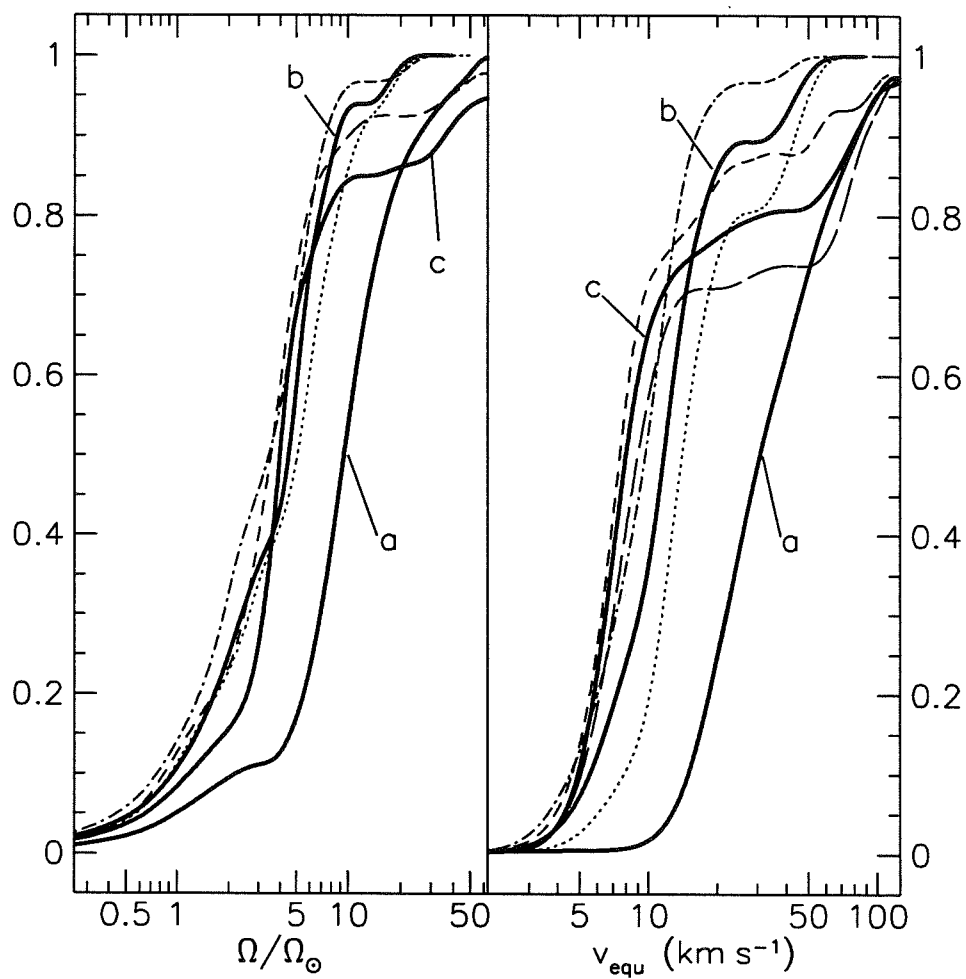


FIG. 4.4 – Distributions de vitesses et de vitesses angulaires inversées dans les Pléiades.

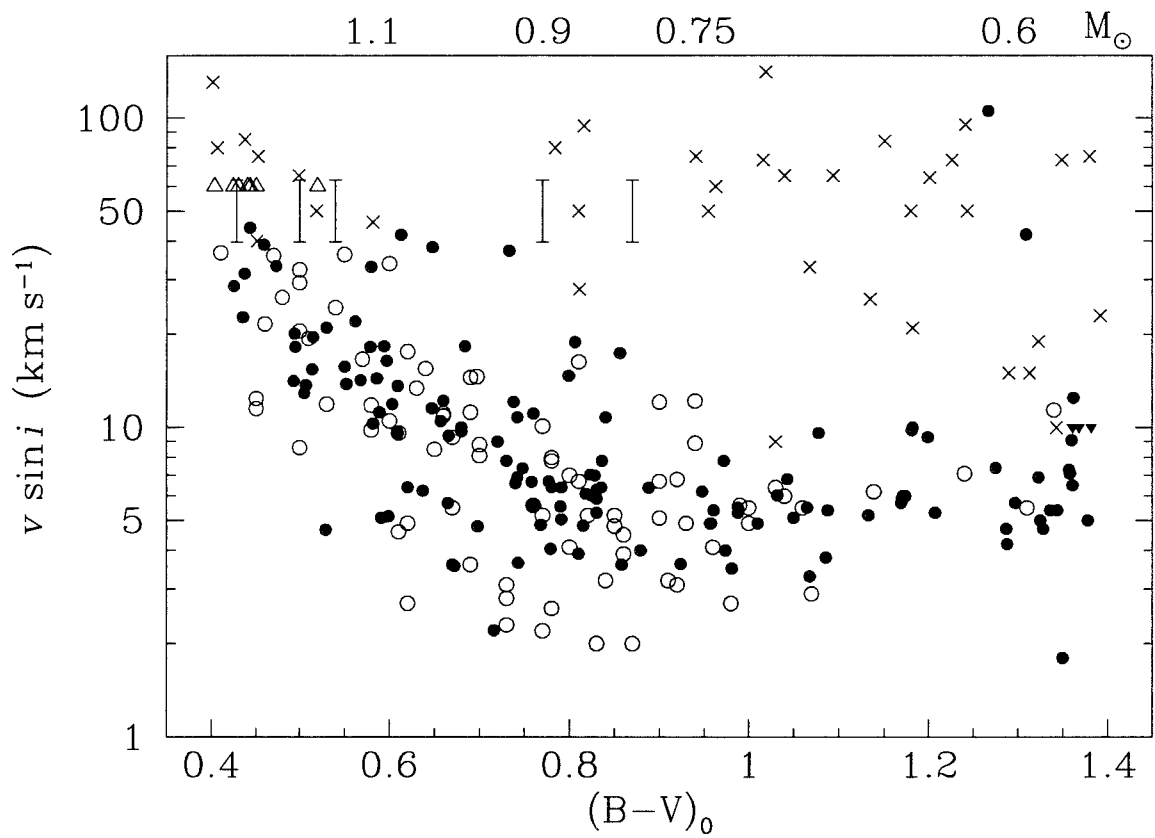


FIG. 4.5 – $v \sin i$ des étoiles des Pléiades. Les points noirs représentent les étoiles du centre et les points blancs celles du halo.

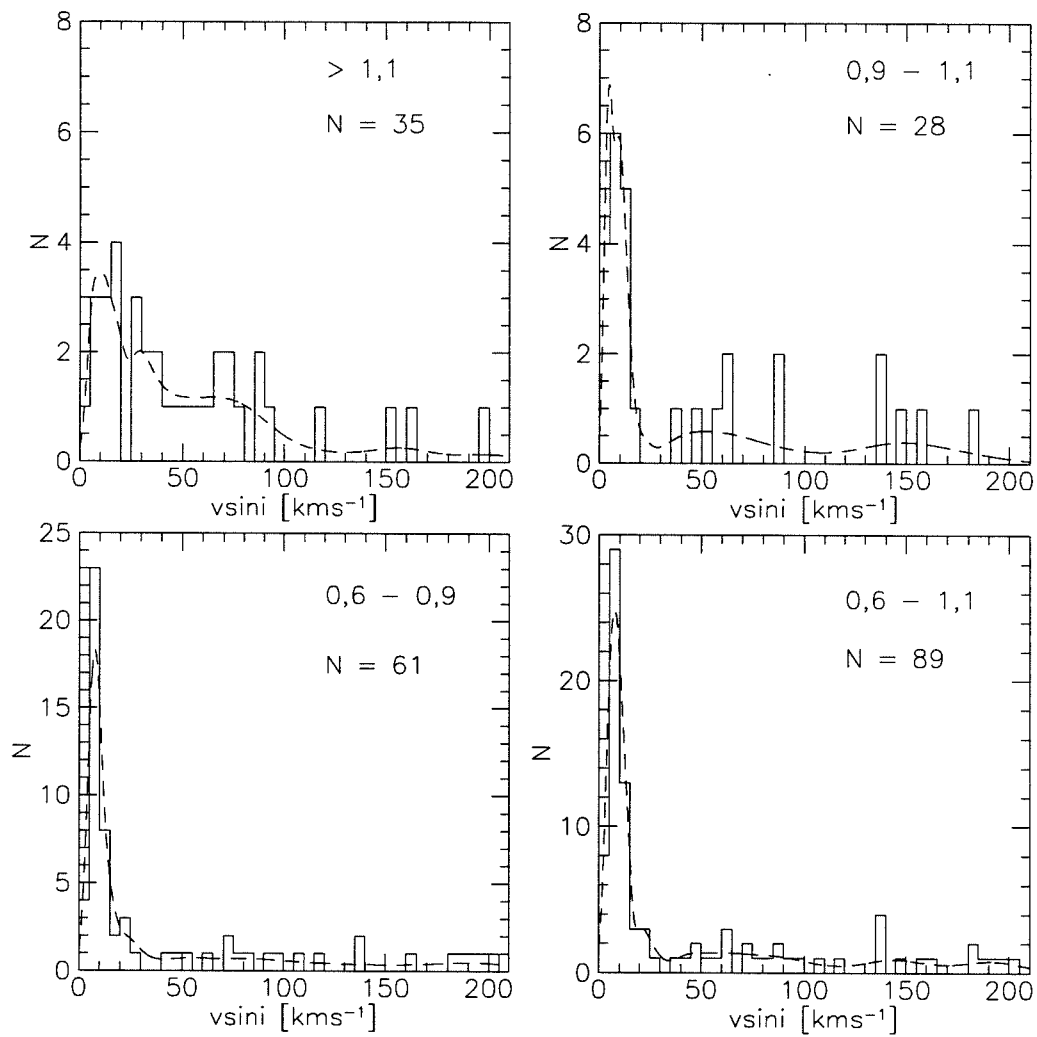


FIG. 4.6 – Histogrammes et distributions des $vsini$ pour différents intervalles de couleur dans α Persée. Les intervalles de l’histogramme ont une largeur de 5 km.s^{-1} .

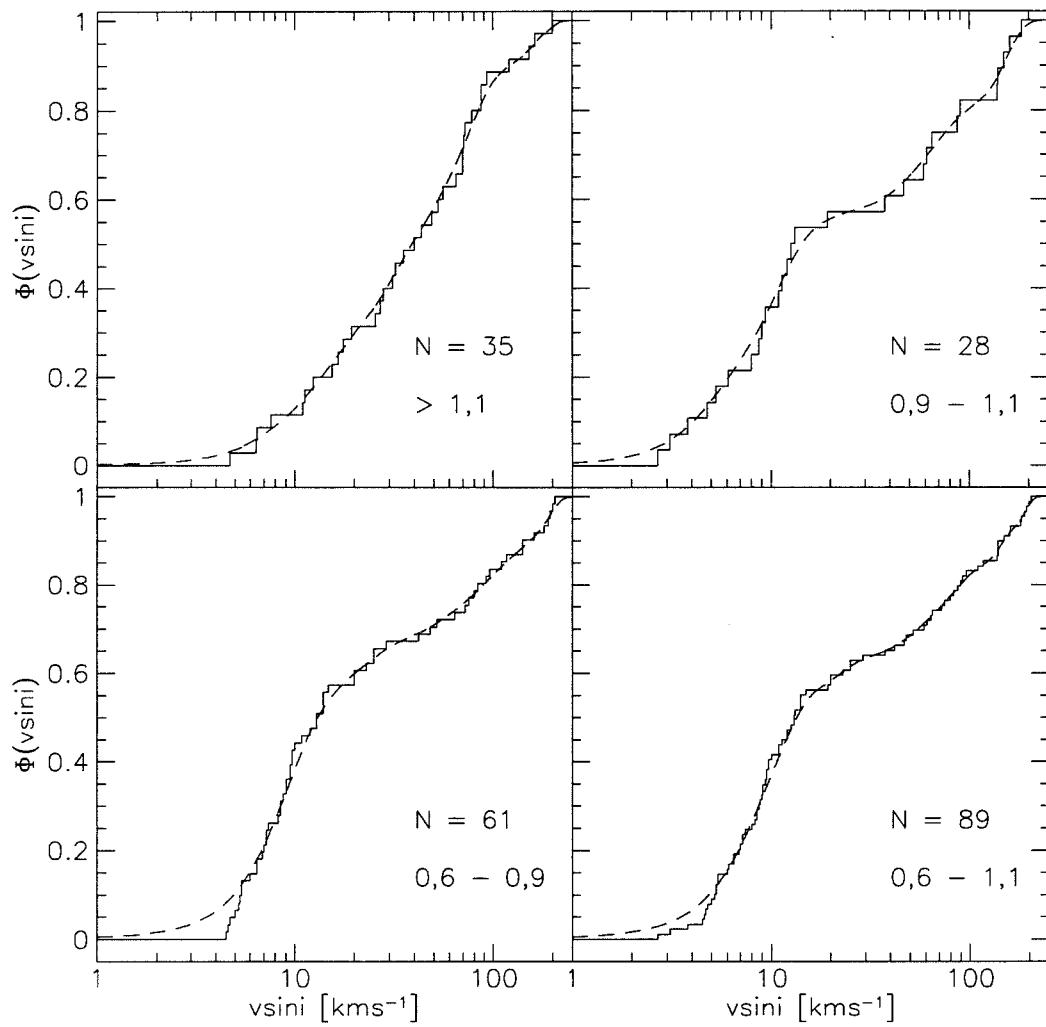


FIG. 4.7 – Distributions cumulées des v_{sini} pour différents intervalles de couleur dans α Persée.

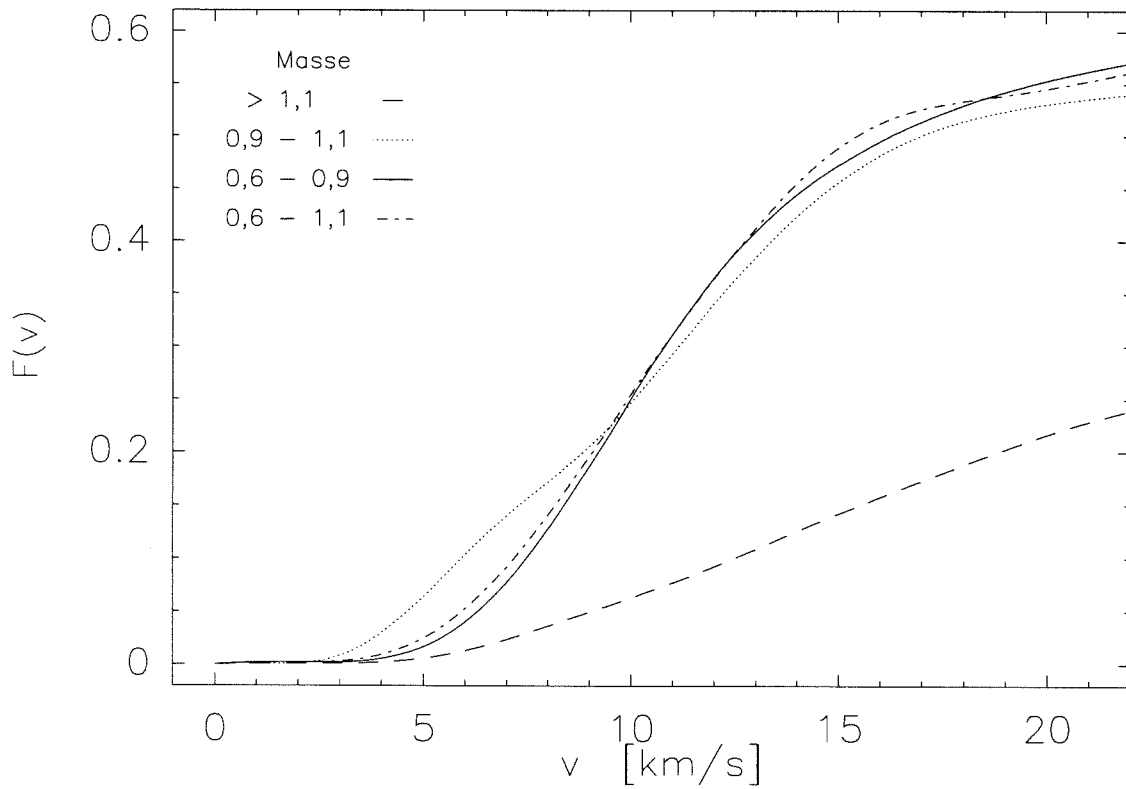
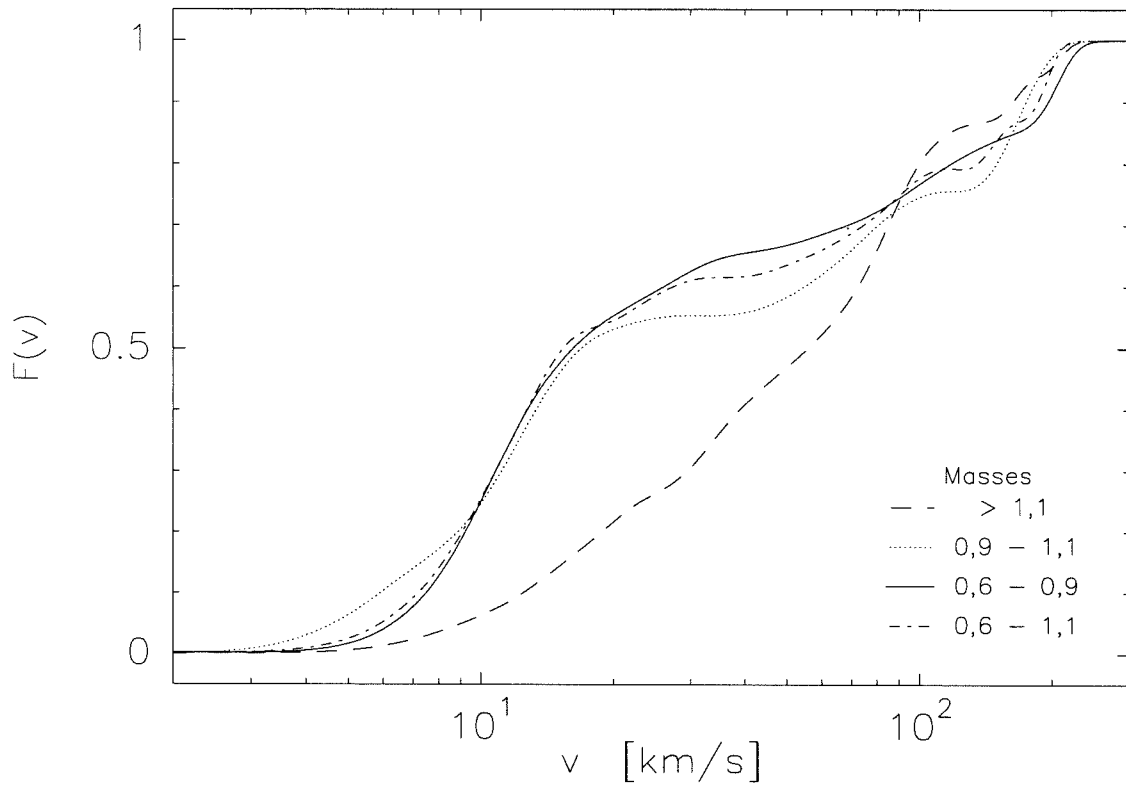


FIG. 4.8 - Distributions inversées dans α Persée.

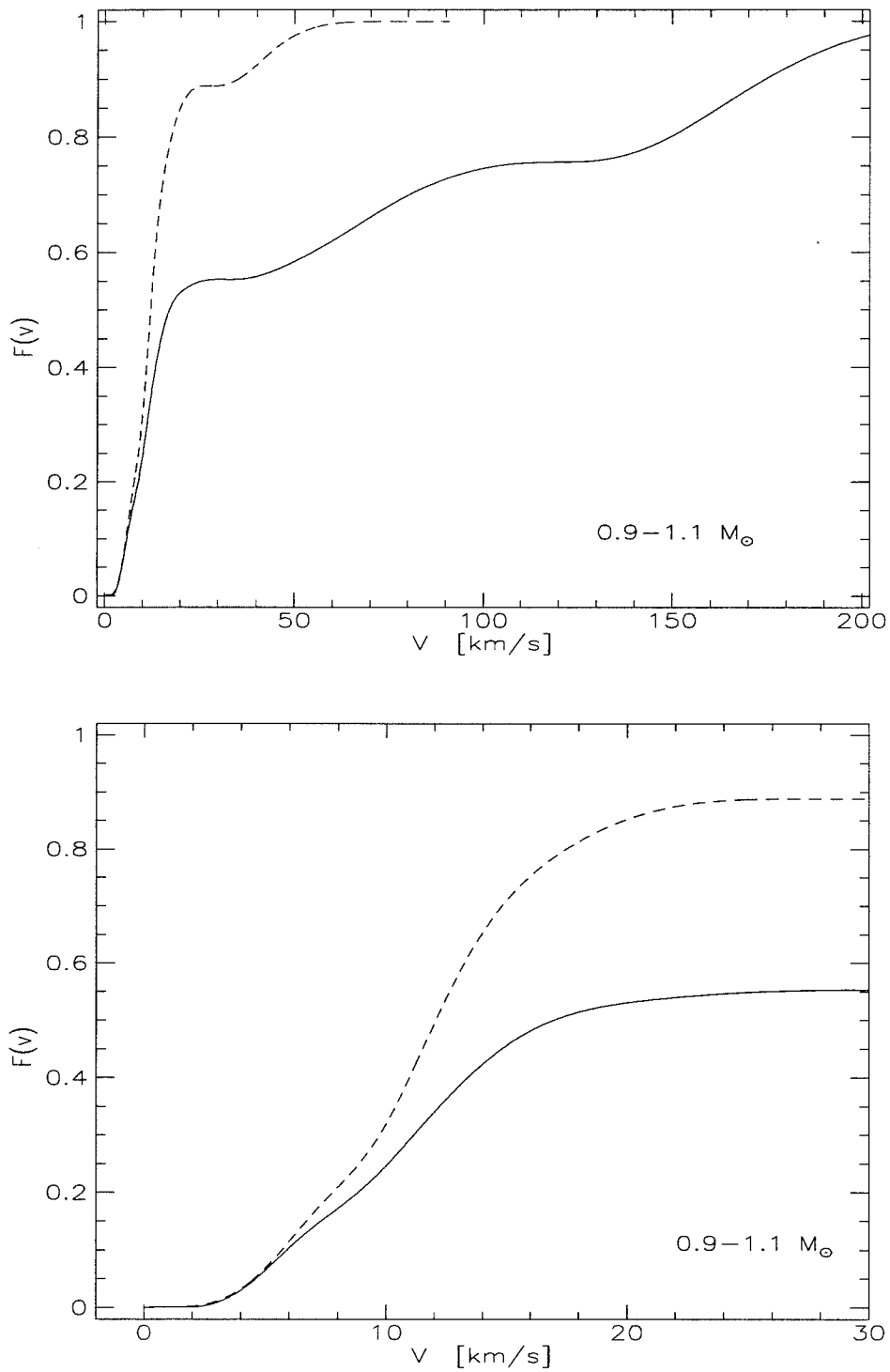


FIG. 4.9 – Comparaisons entre les distributions de vitesses dans α Persée (traits pleins) et les Pléiades (traits pointillés) pour l'intervalle de masse 0,9–1,1 M_{\odot} .

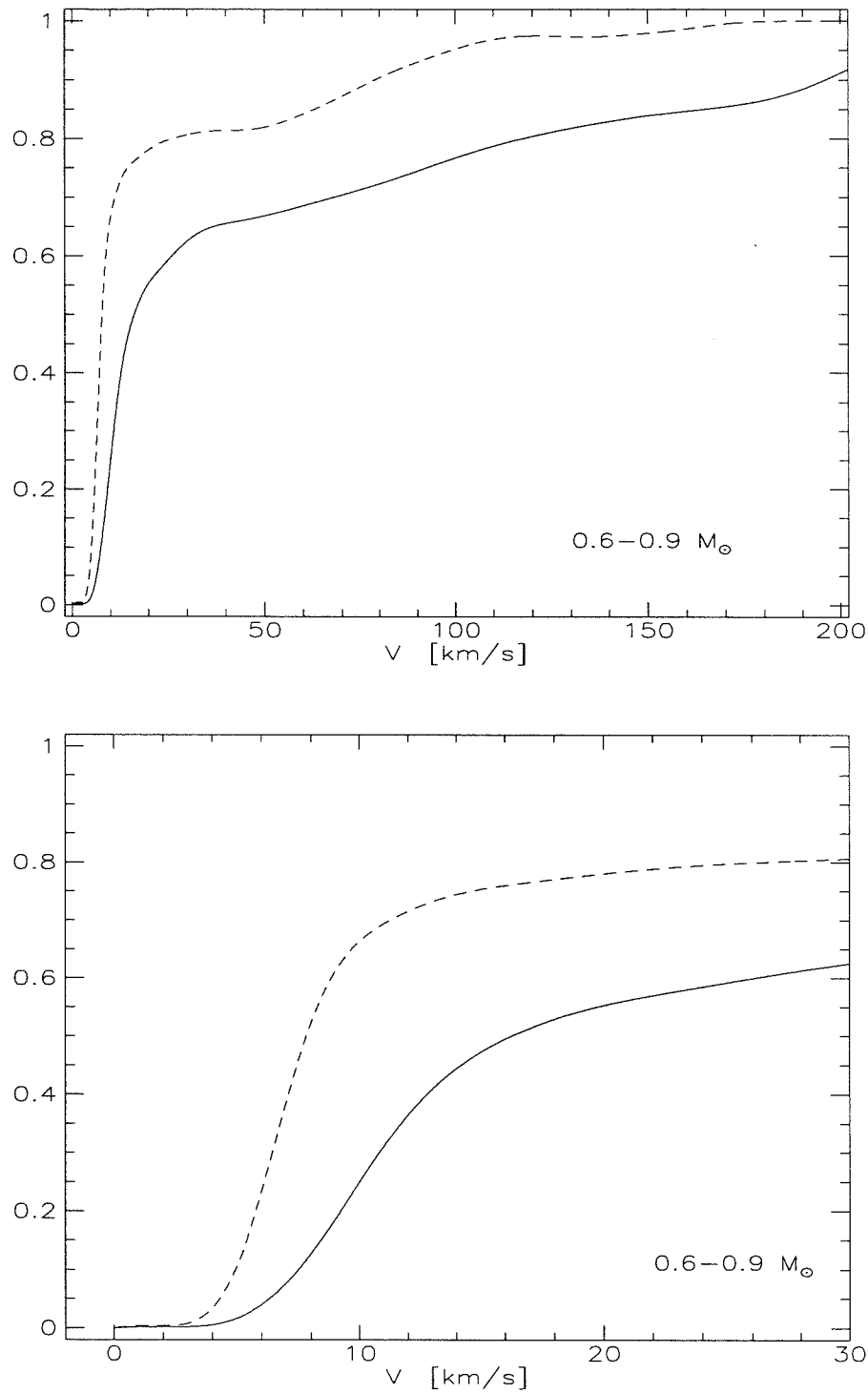


FIG. 4.10 – Comparaisons entre les distributions de vitesses dans α Persée (traits pleins) et les Pléiades (traits pointillés) pour l'intervalle de masse 0,6-0,9 M_{\odot} .

Chapitre 5

MODÉLISATION DE L'ÉVOLUTION DU MOMENT CINÉTIQUE

Sommaire

5.1	Introduction	101
5.2	Les différents modèles d'évolution du moment cinétique	102
5.3	Un modèle en rotation différentielle	105
5.4	Comparaison entre les tracés évolutifs et les observations	124
5.5	Etude du ralentissement entre α Persée et les Pléiades	126
5.6	Conclusions	132
5.7	Les limites du modèle	133

Dans cette partie je présente un modèle d'évolution du moment cinétique pendant les phases pré-séquence principale et séquence principale. L'intérêt de modéliser l'évolution de la rotation des étoiles jeunes de faible masse est de faire le lien entre la théorie et les observations. Tout d'abord je présente les différents modèles d'évolution du moment cinétique de la littérature, et ensuite je décris le modèle développé ici.

5.1 Introduction

Avant les années 90, très peu de modèles avaient vu le jour pour étudier l'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Un fait seulement semblait bien établi : le ralentissement des étoiles de type solaire sur la séquence principale (Skumanich 1972), corroboré par la théorie de perte de moment cinétique par vent stellaire (Schatzman 1962,

Weber et Davis 1967). Avec les nouvelles mesures de rotation, un certain nombre de questions ont été soulevées :

1. pourquoi les T Tauri en général ont-elles de si petites vitesses?
2. pourquoi les CTTS ont-elles des vitesses plus faibles que les WTTS?
3. comment expliquer l'existence des rotateurs rapides à l'arrivée sur la séquence principale?
4. comment expliquer le grand nombre de rotateurs lents?
5. comment sont ralentis les rotateurs rapides à leur arrivée sur la séquence principale ?
6. comment expliquer le profil rotationnel du Soleil?

Si on a pu répondre aux deux premières questions en faisant intervenir la perte de moment cinétique proto-stellaire et le couplage magnétique avec le disque, les 4 dernières étaient encore sans réponse.

Deux hypothèses ont été avancées pour répondre à la troisième question. Une dispersion en âge dans l'amas des Pléiades conduit à une dispersion en vitesses : les étoiles les plus vieilles ont eu le temps de ralentir. Ou, la dispersion des vitesses à l'âge des Pléiades est la conséquence d'une dispersion du moment cinétique initial à l'âge des T Tauri (voir Stauffer et Hartmann 1985). Mais ces suppositions ont très vite été mises en défaut par les observations pré-séquence principale : toutes les T Tauri ont de faibles vitesses de rotation et ce jusqu'à des âges de quelques millions d'années . On sait également que la dispersion d'âge dans les Pléiades est trop faible.

Dans le paragraphe suivant je présente les différents modèles d'évolution du moment cinétique développés pour répondre aux questions posées ci-dessus.

5.2 Les différents modèles d'évolution du moment cinétique

Depuis le début des années 1990, un certain nombre de modèles ont vu le jour pour expliquer l'évolution du moment cinétique des étoiles jeunes pré-séquence principale .

Dans plusieurs articles, Endal et Sofia (1978, 1981) étudient l'évolution du moment cinétique des étoiles massives et de masse solaire. Ils supposent que différents mécanismes diffusifs sont à l'origine d'une redistribution du moment cinétique à l'intérieur de l'étoile et qu'un vent entraîne une perte de moment cinétique à la surface. Les simulations sont commencées au début du tracé de Hayashi et se prolongent jusqu'à l'âge du Soleil. Ils trouvent des vitesses internes, à l'âge du Soleil, beaucoup trop grandes par rapport à celles observées.

En 1991, Mc Gregor et Brenner ont introduit une description simple du transfert de moment cinétique entre le cœur et l'enveloppe, chaque partie supposée tourner en rotation solide, en caractérisant les échanges de moment cinétique par un temps de couplage appelé

τ_c . L'intérêt du découplage était alors de permettre au cœur de garder une partie du moment cinétique, et à l'enveloppe d'être efficacement freinée par un vent. Ils ont trouvé qu'un temps de couplage de 10^7 ans était compatible avec le freinage observé à l'arrivée sur la séquence principale. Mais le modèle n'est plus compatible sur la séquence principale, où après quelques 10^7 ans, le moment cinétique du cœur est transféré vers l'enveloppe, ce qui conduit à des vitesses de surface trop grandes par rapport à celles observées dans l'amas des Hyades, par exemple.

En 1993, Jianke et Collier Cameron ont modélisé le freinage à l'arrivée sur la séquence principale. Ils ont supposé que l'enveloppe exerce un couple sur le cœur radiatif : $T\alpha(\Omega_{conv} - \Omega_{rad})^\beta$, où Ω_{conv} est la vitesse angulaire de l'enveloppe et Ω_{rad} celle du cœur. En accord avec les résultats de Mc Gregor et Brenner, ils ont trouvé qu'un couplage faible entre le cœur et l'enveloppe était nécessaire pour reproduire le freinage entre l'amas des Pléiades et les Hyades, c'est à dire une faible valeur de l'exposant β , et un temps de couplage grand devant le temps de freinage. Dans un autre papier, Collier Cameron et Jianke (1994) supposent au contraire que l'étoile tourne en rotation solide. Ils trouvent également des résultats compatibles avec les observations, à condition d'utiliser un vent de type solaire (Weber-Davis 1967) approprié et une loi dynamo linéaire qui sature aux grandes vitesses. Par ces deux papiers, ces auteurs ont montré que le découplage n'était pas nécessaire, comme on le croyait alors, pour expliquer le freinage brusque des rotateurs rapides à l'arrivée sur la séquence principale.

Outre le travail de Collier Cameron et Jianke, Bouvier et Forestini (1994) ont modélisé l'évolution du moment cinétique par une étoile en rotation solide dont la vitesse est entièrement définie par le temps de vie de son disque d'accrétion. L'effet du disque est d'imposer une période de rotation constante, pendant un temps égal au temps de vie du disque. Sous cette hypothèse, les T Tauri qui perdent leur disque à un âge de quelques centaines de milliers d'années seront des rotateurs rapides à l'arrivée sur la séquence principale. Par contre, les étoiles qui gardent un disque suffisamment longtemps pendant la pré-séquence principale, peupleront le groupe des rotateurs lents à l'arrivée sur la séquence principale. Il ressort des études en rotation solide que ce modèle est bien adaptée pour reproduire les rotateurs rapides de α Persée, et leur ralentissement pendant le début de la séquence principale, et ce quelle que soit la masse entre 0,5 et 1,1 M_\odot . Par contre, il est nécessaire de supposer que des disques peuvent survivre jusqu'à 30–40 millions d'années pour expliquer les rotateurs lents.

En 1995, Keppens *et al.* ont modélisé l'évolution depuis l'âge des T Tauri, jusqu'à la séquence principale. Leur modèle prend en compte la perte de moment cinétique par vent stellaire, la couplage avec le disque d'accrétion, et le transfert de moment cinétique entre le cœur et l'enveloppe par la description de McGregor & Brenner. Ils trouvent qu'un temps de couplage de 10^7 ans et une saturation de la loi de freinage pour les vitesses plus grandes que $20 \Omega_\odot$ sont nécessaires pour reproduire la dispersion de vitesse dans les amas jeunes et le freinage rapide au début de la séquence principale. Ils ont également étudié l'évolution d'une population d'étoiles T Tauri, avec différentes hypothèses sur la distribution de vitesses

initiales, le temps de couplage, et la distribution des temps de vie des disques. D'après cette étude, seule une distribution initiale de vitesse bimodale, qui est la conséquence d'une distribution bimodale des temps de vie de disques, et une dispersion en masse, avec des étoiles de 1 et $0,8 M_{\odot}$, peut expliquer la grande dispersion de vitesse des amas jeunes. Mais ce modèle est incapable d'expliquer la grande proportion de rotateurs lents entre 0 et 10 km.s^{-1} de α Persée et des Pléiades (30 et 50% respectivement) : le nombre de rotateurs lents trouvé par le modèle est de 5% dans les deux amas.

Barnes et Sofia (1996) se sont concentrés sur l'existence des rotateurs rapides des amas jeunes. D'après le constat que la loi de Kawaler, utilisée avec une valeur fixe de l'exposant de Ω ($n=1,5$ et $a=1$, ce qui correspond à la loi de Skumanich) ne peut pas reproduire l'existence de ces rotateurs rapides, ils ont cherché une loi plus appropriée. Ils ont alors envisagé deux possibilités (voir aussi la partie 2.2.5). Dans la première, une saturation de l'effet dynamo aux grandes vitesses se traduit par une loi en Ω . Dans la seconde, le champ magnétique subit un changement structure : bipolaire pendant la pré-séquence principale, ce qui correspond à une loi de freinage en Ω^2 , il tend vers une structure de type solaire sur la séquence principale, pour laquelle on retrouve la loi en Ω^3 . Ils trouvent que la première solution reproduit mieux les rotateurs rapides, mais ils n'excluent pas la possibilité d'une combinaison des deux effets.

Dans un article récent, Krishnamurthi *et al.* (1997) ont étudié l'évolution pré-séquence principale et séquence principale du moment cinétique. Ils comparent un modèle en rotation solide avec un modèle en rotation différentielle qui utilise la description par des processus diffusifs du transfert de moment cinétique (Endal et Sofia, 1978). Ils trouvent qu'une loi de freinage qui sature aux grandes vitesses, et dont la vitesse de saturation dépend de la masse est nécessaire pour expliquer les rotateurs rapides, et sa dépendance en masse. Dans le cas d'un modèle en rotation solide, les rotateurs lents ne peuvent être expliqués que par une proportion importante d'étoiles qui gardent leur disque plus de 20 millions d'années, ce qui n'est pas compatible avec les observations. Seule la rotation différentielle peut expliquer les rotateurs lents des amas jeunes. Ensuite, ils cherchent la distribution de temps de vie des disques qui peut expliquer les distributions de vitesses observées, et trouvent qu'avec leur modèle, une distribution unique ne peut pas expliquer les distributions de vitesse observées dans les différents amas. Enfin, leur modèle donne une limite inférieure du temps caractéristique de découplage de 70–100 millions d'années, pour expliquer le grand nombre de rotateurs lents.

Bouvier *et al.* (1997) ont étudié l'évolution d'une distribution d'étoiles qui aurait la distribution de vitesse observée des CTTS à l'âge des CTTS, c'est à dire une forme gaussienne centrée sur 8 jours et un écart-type de 2 jours. Cette distribution évolue au cours du temps, et à condition de supposer que 10% des étoiles gardent leur disque plus de 20 millions d'années, les distributions obtenues à l'âge de α Persée et des Pléiades sont compatibles avec les distributions observées.

En conclusion, chaque modèle a une approche qui permet d'expliquer un point particulier des observations. Dans le cas de la rotation différentielle, il est plus facile d'expliquer les

rotateurs lents, dans le cas de la rotation solide il est plus facile d'expliquer les rotateurs rapides. Toutefois, la rotation solide, si elle est une bonne représentation, n'est pas physique. Dans le cas d'étoiles en rotation solide, on suppose que les échanges de moment cinétique entre la zone convective et la zone radiative, et son transport à l'intérieur du cœur se font sur une échelle de temps très courte par rapport aux autres temps caractéristiques de l'étoile (temps de contraction, temps nucléaire). Autrement dit, un transport de moment cinétique très efficace est en action. Mais le problème est que les mécanismes de transfert de moment cinétique sont encore mal connus, ou simplement mal traités, ce qui fait que les mécanismes connus ne peuvent pas rendre compte des observations (voir la partie 2.2.4 pour les processus de transfert de moment cinétique).

5.3 Un modèle en rotation différentielle

On peut séparer les modèles d'évolution du moment cinétique en trois grandes classes, selon le traitement de la rotation interne choisi : les modèles qui supposent que les étoiles tournent en rotation solide, ceux qui considèrent que le moment cinétique se conserve localement et résolvent les équations hydrodynamiques de transfert de moment cinétique et, enfin, ceux qui utilisent une paramétrisation du transfert de moment cinétique. Le modèle présenté ici fait partie de la troisième catégorie.

L'intérêt de l'étude de l'évolution du moment cinétique en rotation différentielle, par rapport à la rotation solide, est de prendre en compte l'effet de contraction différentielle qui intervient au cours de la pré-séquence principale. D'un autre côté, la question du transport de moment cinétique dans les étoiles est loin d'être résolue car aucun des processus de transfert proposés n'était suffisamment efficace pour reproduire le profil rotationnel du Soleil. Les modèles qui traitent ce transfert font apparaître un trop grand nombre de paramètres libres pour être facilement interprétables. La description proposée par McGregor, qui est celle utilisée ici, est dans ce contexte une bonne alternative. Un seul paramètre libre supplémentaire est imposé : le temps de couplage τ_c . Dans cette description le transfert de moment cinétique entre le cœur et l'enveloppe est donc une fonction de τ_c , et, également, une fonction linéaire de la différence de vitesse angulaire entre les deux zones : plus la cette différence est grande, plus la quantité de moment cinétique transféré instantanément est grande.

5.3.1 But de l'étude

Le modèle présenté ici cherche donc à comprendre l'effet de la rotation différentielle sur l'évolution des étoiles, en comparant les prédictions d'un modèle avec découplage aux nouvelles données obtenues dans les amas (α Persée et les Pléiades)

La connaissance du transport de moment cinétique dans les étoiles est fortement contrainte par les observations de l'intérieur du Soleil. Les nouvelles données obtenues dans les amas jeunes permettent aussi un test direct de l'efficacité du transport. Les mesures de $v \sin i$ présentées

au chapitre 3 fournissent de nouvelles contraintes. Surtout, les distributions de "vraies" vitesses dans α Persée et les Pléiades calculées au chapitre 4 apportent des contraintes fortes sur le ralentissement des étoiles entre les deux amas.

Le but de l'étude est donc de contraindre le temps caractéristique de transfert de moment cinétique dans les intérieurs stellaires, grâce aux observations.

Modélisation de l'évolution du moment cinétique
des étoiles de faible masse.
avec découplage cœur –enveloppe

S. Allain

Laboratoire d'astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041
Grenoble Cedex 9, France, allain@obs.ujf-grenoble.fr

article soumis à *Astronomy & Astrophysics*

Modelling the angular momentum evolution of low-mass stars with core-envelope decoupling.

S. Allain

Laboratoire d'astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708 , B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France,
Stephanie.Allain@obs.ujf-grenoble.fr

Received date; accepted date

Abstract. We present a model of angular momentum evolution for stars in the mass range $0.5 - 1.1 M_{\odot}$, during their early stages of evolution. The model is based upon the following hypothesis: a constant surface rotational period during star-disk interaction, angular momentum loss through magnetic wind, and differential rotation parameterized with a constant coupling time. We investigate the effect of the different parameters, the initial velocity at the T Tauri age, the disk lifetime, the magnetic braking law, and we discuss the effect of introducing a core-envelope decoupling. The angular momentum transfer is parameterized by the use of a coupling time scale τ_c , which controls the exchanges of angular momentum between the – fast-rotating – radiative core and the convective envelope, both supposed to rotate as solid bodies. We present evolutionary tracks of a single star through the pre-main sequence and the main-sequence, for different masses and different coupling time-scales. We conclude that rapid rotators require solid-body rotation, and ZAMS slow rotator require a strong differential decoupling with a characteristic coupling time about 100 Myr.

Key words: Stars: rotation – Stars: late-type – Stars: pre-main sequence

1. Introduction

The different processes which drive the angular momentum evolution of young low-mass stars are contraction, internal evolution (formation and increase of the radiative core, retreat of the convective zone), interaction with surrounding environment (accretion disk, Bouvier *et al.* 1993), and angular momentum loss through magnetic winds (Schatzman, 1962).

The stellar contraction and the apparition of the radiative core in the inner parts are at the origin of a density gradient inside the star and hence, local conservation of angular momentum leads to a large velocity gradient with radius. Convective

motions enforce a rigid rotation in the envelope and a solar-type wind applies a magnetic braking to the envelope. At ZAMS ages the core then rotates far faster than the envelope. On the other hand, helioseismology tells us that the Sun rotates as a solid-body down to at least $r = 0.2 R_{\odot}$ (Gough, 1991). Tomczyk *et al.* (1996) also suggests that the radiative core rotates as a solid-body. To conciliate differential rotation at ZAMS ages inferred from contraction, and quasi-solid rotation at the age of the Sun, it is necessary to suppose redistribution of angular momentum in stellar interiors.

Several processes of angular momentum transport have been proposed to reproduce the surprising rotational profile of the Sun (see Zahn 1996 for a review, and references below). Endal and Sofia (1978) treated angular momentum transfer induced by various instabilities. They introduce two different kind of instabilities: dynamical instabilities whose characteristic time scales are shorter than the evolutionary time scale of the star: convection, dynamical shear and Goldberg-Hoiland instability; and secular instabilities, whose mixing time-scales are comparable to evolutionary time-scales: Eddington circulation (1925), secular shear and Goldreich-Schubert-Fricke instability (Fricke 1968, Goldreich and Schubert 1967). They suppose that convection induces solid-body rotation in the envelope, and that angular momentum transfer in the radiative core can be treated as a pure diffusive process. Pinsonneault *et al.* (1989) used the same equations of diffusion than Endal & Sofia in a model of angular momentum evolution. They find that the rotational profile is mainly dependent of angular momentum transport in the radiative parts. They manage to reproduce the flat rotational profile down to a radius of $0.4 - 0.5 R_{\odot}$, and find that a very efficient diffusive process is necessary to reproduce the low velocities of the inner parts.

More recently Chaboyer *et al.* (1995), used the description of angular momentum transport by Endal & Sofia, and investigated the evolution of rotation and lithium depletion. The model leads to a velocity in the inner parts of the Sun an order of magnitude too large than the observed value. Another problem arises from lithium abundances observations. They find that rotational mixing is necessary to explain lithium depletion

Send offprint requests to: S. Allain

in the Sun and young clusters, but they cannot reproduce the lithium dispersion observed in young clusters.

Zahn (1992) suggested that in addition to diffusive processes, meridian circulation, driven by solar-type wind, was as the origin of core angular momentum loss (see also Tassoul and Tassoul in a series of papers, 1995 and references therein). They treated meridian circulation as an advection process. Under the assumption that angular velocity is a function of depth only, it is equivalent to an "hyper diffusion" process. But Matias & Zahn (1997) found that this process was not efficient enough to reproduce solar rotational profile at the age of the Sun.

Mestel, Tayler and Moss (1988) suggested that a primordial magnetic field would penetrate the core and enforce nearly uniform rotation along the field lines. Charbonneau and McGregor (1993) studied different poloidal field geometries and compared the velocity evolution inferred to a solar-type star spin-down on the main-sequence. Very different rotational evolutions are inferred from different field geometries. They found that a poloidal magnetic field geometry in which the magnetic field is restricted to the radiative parts leads to a velocity braking on the main sequence in agreement with the observations and is also in agreement with the internal rotational profile of the Sun. But there is no proof that such a configuration is stable and remains long enough to lead to an efficient braking.

Another process has been suggested to be at the origin of angular momentum extraction: internal (or gravity) waves (Press, 1981, Schatzman 1993). These waves, produced in the radiative zone by turbulent motions in the convective zone, would lead to an efficient braking of the core. Calculations suggest that angular momentum extraction in the solar interior would occur over a time scale of 10^7 yr (Zahn *et al.* 1997, Kumar & Quataert 1997).

In the past years, different models were developed to model the different processes that rule angular momentum evolution during PMS and MS.

McGregor & Brenner (1991) introduced a simple parameterized model of redistribution of angular momentum between the core and the envelope, both supposed to rigidly rotate to explain early MS evolution of solar-type stars. They found that a coupling time-scale of 10^7 yr was consistent with rapid spin-down of rapid rotators on the ZAMS.

Li & Collier Cameron (1993) investigated rotational evolution from ZAMS ages for solar-type stars. They supposed that the convective envelope applied a magnetic torque upon the – rigidly – rotating core: $T\alpha(\Omega_{conv} - \Omega_{rad})^\beta$. They found that only a weak coupling, characterized by a low value of the exponent β , and a large value of the ratio of the coupling time-scale to the braking time-scale was required to fit the observations of rapid rotators both in the Pleiades and Hyades clusters.

In an other paper Collier Cameron and Li (1994) investigated the spin down of ZAMS stars without core-envelope decoupling – solid-body rotation – and found that appropriate Weber-Davis wind model combined with a simple linear dynamo which saturates at high rotation rates was also consistent with observations from ZAMS ages. They also introduce a

mass-dependence of the saturation rate : higher masses require higher saturation rates.

Keppens *et al.* (1995) modeled evolution from T Tauri phase to MS. Their model treated angular momentum loss by a stellar wind, disk-locking, and angular momentum transport from the radiative interior to the convective envelope using McGregor & Brenner description. They found that a short coupling time of 10^7 yr and a dynamo saturated law for velocities larger than $\Omega = 20 \Omega_\odot$ were necessary to explain the large spread of velocities among young clusters solar type stars, and rapid spin-down of rapid rotators on the ZAMS. They studied the evolution of a distribution at T Tauri ages with various assumptions in the initial velocity distribution, coupling time scale, and disk-lifetimes distribution. They found that the large velocity spread in young clusters could only be explained by an initial bimodal velocity distribution – the consequence of a bimodal disk lifetime distribution – and a mass spread, with 0.8 and 1 M_\odot stars in equal proportions. But at the age of Alpha Per and the Pleiades, observed proportion of slow rotators in the velocity range 0 – 10 km s^{-1} are 30% and 50% (respectively), while the model gives fractions lower than 5% in both clusters.

Barnes and Sofia (1996) focused on the existence of a population of ultra fast rotators among the young clusters Alpha Per and the Pleiades. They computed evolutionary models from T Tauri phases using a Kawaler-type braking law (see section 3.2). They find that the Skumanich braking law ($\frac{d\Omega}{dt} \propto \Omega^3$) does not allow the existence of rapid rotators and investigated the effect of two different braking laws. The first one supposes a saturation of the momentum loss leading to a braking scaling as Ω , and the second suggests a change of the magnetic configuration from a dipolar form during pre-main sequence to a more solar form on the MS, and thus leads to a braking law scaling as Ω^2 . Comparisons with the observations of ultra-fast rotators tend to favor the first hypothesis, but they conclude that a combination of the two phenomena could be a better description of angular momentum evolution during pre-main sequence and main sequence phases. They also found that lower mass models require lower saturation thresholds.

In a recent paper, Krishnamurthi *et al.* (1997) investigated PMS and MS angular momentum evolution and compared solid-body models to models with internal differential rotation. They use the same diffusive processes as Chaboyer *et al.* (1995) for the treatment of angular momentum transport in the radiative parts. They find that a saturated braking law, with a mass-dependent value of the saturation rate is convenient to explain the mass dependence of the ultra-fast rotators (UFR's) phenomenon on the ZAMS. They conclude that the solid-body model requires a too large proportion of disks surviving longer than 20 Myr and thus, cannot reproduce the large proportion of slow rotators in young clusters, and that differential rotation is more convenient to reproduce the distributions of rotational velocities in young open clusters for masses in the 0.5 – 1.2 M_\odot range. They compare the fraction of slow rotators observed in Alpha Per and the Pleiades and find that there is a larger fraction of slow rotators in the latter. But they

make their statistic with uncomplete sample and unresolved *vsini* (Allain *et al.* 1997, Queloz *et al.* 1997a). They find that different disk-lifetimes distributions are required to fit the velocity distributions in different clusters and discuss the possibility of cluster-to-cluster intrinsic variations (e.g. of the initial conditions). They put a lower limit on the characteristic time-scale for core-envelope coupling of 70 to 100 Myr to explain the existence of a large proportion of slow rotators in young clusters.

Bouvier *et al.* (1997b) modeled the angular momentum evolution of stars in the mass range 0.5-1.1 M_{\odot} , during the PMS and MS phases, with the assumptions of solid-body rotation, disk-locking and saturated wind braking law. They explore the evolution of a population of stars that appear in the T Tauri phase with a Gaussian-like period distribution. They show that solid rotation with a mass-dependent saturation rate, and a disk lifetime distribution which is a function of $\log(t)$, could reproduce the observed velocity distributions at different ages, and different masses. But the model did not try to reproduce the fraction of very slow rotators at ZAMS ages (with velocities lower than 5 km s^{-1}), nor its evolution on the main sequence. Finally, this model requires that 10% of the stars are still coupled to their disk at an age of 20 Myr, and that the maximum disk-lifetime be 40 Myr.

In this paper, I retain the same hypothesis of disk-locking but replace the solid-body assumption by a core-envelope decoupling hypothesis. I use the prescription by McGregor and Brenner: whatever may be the physical process of angular momentum transport in the radiative interior of the stars, it is supposed that the core rotates as a solid-body and that the exchanges between the radiative core and the convective envelope are controlled by a characteristic time-scale called coupling time, τ_c , introduced as a free parameter of the model. The coupling time τ_c is supposed to be constant all over the evolution of the star, from T Tauri phase, to the age of the Sun.

The aim of this paper is to investigate the effect of differential rotation on the angular momentum evolution of young low-mass stars. By this work, and in the light of new observational constraints, I wish to bring new insight on angular momentum transport processes, and especially on time scales involved in this processes.

In section 2, I describe the constraints recent observations shed on rotation. In section 3, I briefly describe the model and the different assumptions. In section 4, I test the effects of the different parameters. and in section 5, I investigate the specific effect of the coupling time, and present the evolution of a star of different masses, and different disk life times, for different coupling times.

2. Observational constraints

During the past years, many observational campaigns have been conducted to obtain new accurate measurements of the rotation rates of low mass stars of various ages. Efforts were made both to determine *vsini* and rotational periods, and were especially conducted to determine *rotational velocities of slow*

rotators, during pre-main sequence phase and in young clusters. For our computations I use a census of both *vsini* and period determinations from various authors.

I divide our observational sample in three mass bins: 0.9 to 1.1 M_{\odot} stars are compared to 1 M_{\odot} model. 0.6 to 0.9 M_{\odot} stars are compared to 0.8 and 0.6 M_{\odot} models. And masses lower than 0.6 M_{\odot} are compared to 0.5 M_{\odot} model.

For T Tauri stars I used period determinations when available, or *vsini* when star's radius is known (Bouvier *et al.* 1986, 1990, Hartmann *et al.* 1997, Hartmann & Stauffer 1989, Walter *et al.* 1988). In the case of T Tauri stars, the sample is too small to be divided, and I use the same initial conditions over the full mass range. This leads to angular velocities for CTTS at the age of 10^6 yr, between 2 and $10 \Omega_{\odot}$, i.e 10 and 30 km s^{-1} .

Recent observations of post TTS (PTTS or naked TTS), discovered in the Chameleon and Lupus star forming regions from the ROSAT all-sky survey show a widening of the distribution of velocities with age (Wichmann *et al.* 1997, Covino *et al.* 1997, Bouvier *et al.* 1997a). The maximum velocity increases during the pre-main sequence and up to the arrival on the main-sequence (ZAMS). The PTTS cover an age spread between 1 Myr and a few 10 Myr. An interesting issue, in the case of PTTS, is the existence of a bias among X-ray selected observations against slow rotators, as activity is directly correlated to rotation. If this is the case, this bias would lead to an apparent lack of slow rotators during the PTTS phase. It is especially true for 0.6 to 0.9 M_{\odot} stars (see figure 13). How serious is this problem cannot be investigated for the moment, because of the pooriness of the sample of post-TTS for which *vsini* is known.

Among young clusters there is a large dispersion of velocities: IC2602, IC2391 (30 Myr, Stauffer *et al.* 1997b), Alpha Persee (50 Myr, Prosser 1992, 1994, Stauffer *et al.* 1989, 1993), and the Pleiades (80-100 Myr, Soderblom *et al.* 1993, Queloz *et al.* 1997a, 1997b). In Alpha Per, velocities of 1 M_{\odot} stars extend from a few km s^{-1} up to 200 km s^{-1} , while in the Pleiades maximum velocity has decreased down to 50 km s^{-1} . In Alpha Per the fraction of very slow rotators ($vsini \leq 10 \text{ km s}^{-1}$) is around 30 % (Allain *et al.* 1997). In the Pleiades this fraction is $\simeq 50$ % (Allain *et al.* 1996).

M34 (250 Myr, Jones *et al.* 1997), and M7 (220 Myr Prosser *et al.* 1995) are intermediate clusters between the Pleiades and the Hyades ages (600 Myr, Radick *et al.* 1987, Stauffer *et al.* 1997c). On the main sequence, solar-type stars all have low rotation rates.

Important differences from one mass bin to another occur in young clusters and later. The time of the arrival on the main sequence depends on mass, and at the age of the M34/M7 clusters a one solar mass star is already on the main sequence, while a 0.5 M_{\odot} has just arrived on the ZAMS. In the Pleiades, the maximum velocity for 1 M_{\odot} stars is 50 km s^{-1} , while it is 100-150 km s^{-1} for lower masses. The *vsini* studies in this cluster show that the distribution of velocities is also mass-dependent: for spectral types later than G0, the minimum rotation rate increases with decreasing mass (Stauffer *et al.* 1997c). In the Pleiades cluster the proportion of stars with velocities lower than 10 km s^{-1} is about 35% for solar-mass stars, and

is about 65% in the 0.6–0.9 mass range. (Allain et al., 1996, Queloz *et al.* 1997a, 1997b). In the cluster M34, there is more spread in the velocities in the 0.6–0.9 M_{\odot} mass range than in the 0.9–1.1 M_{\odot} mass range ($7–45 \text{ km s}^{-1}$, $5–15 \text{ km s}^{-1}$, respectively). For the Hyades cluster, differences are even more striking and Radick *et al.* (1987) found a tight relationship between rotation period and mass down to 0.6 M_{\odot} : the lower the mass, the lower the velocity. For masses lower than 0.6 M_{\odot} , the Hyades stars still exhibit a dispersion of velocities comparable to the dispersion in M34 for 0.6–0.9 M_{\odot} stars (Stauffer *et al.*, 1997a), meaning that very low-mass stars still undergo a significant braking.

Most of the angular velocities presented here (see e.g. Fig. 11) come from *vsini* measurements, and are thus lower limits to the true angular velocities.

3. Description of the model

3.1. Evolutionary models

The evolutionary models for 1, 0.8, 0.6 and 0.5 M_{\odot} have been computed by Forestini (1994). I refer to Bouvier (1997b) for details of the computation of the models. On Fig. 1 I present the evolution of the moment of inertia of both the core and the envelope for each model during the pre-main sequence phase of the star, and on Fig. 2 the evolution of the radii of the star and of the core (left panel), and the variation of the core's mass (right panel).

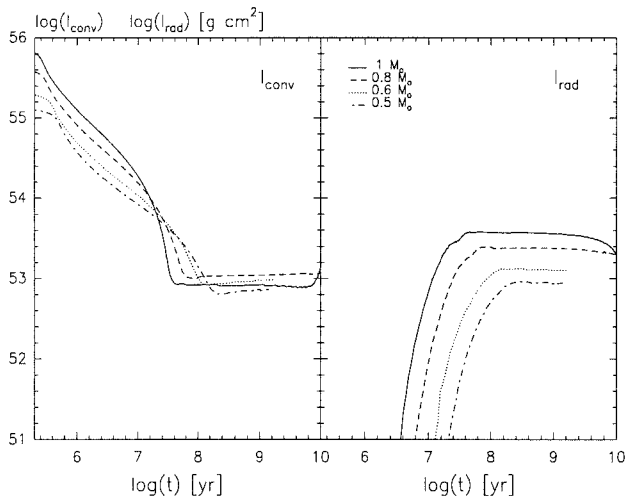


Fig. 1. Evolution of the moment of inertia for the core (right panel) and the envelope (left panel). Solid line is for 1 M_{\odot} , dashed for 0.8 M_{\odot} , dotted for 0.6 M_{\odot} and dash-dotted for 0.5 M_{\odot} .

3.2. Hypotheses

The model is based on 3 assumptions: internal differential rotation, disk-locking and solar-type wind braking.

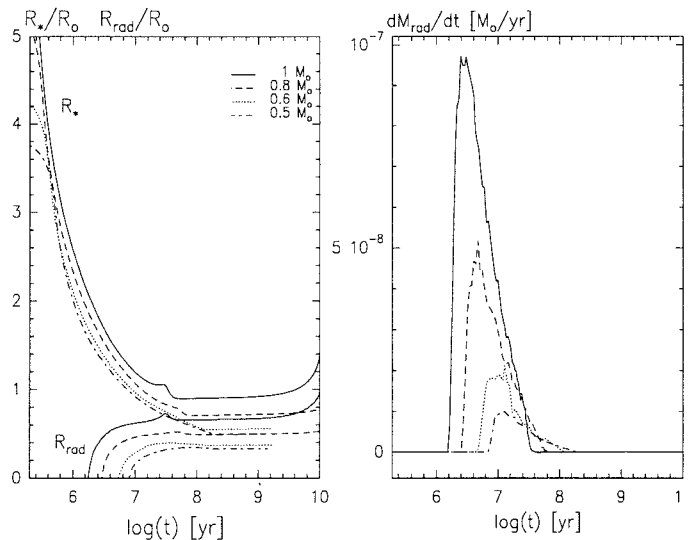


Fig. 2. Evolution of the star and core radius (left panel), and evolution of the mass variation of the core (right panel).

H1 differential rotation: it is assumed that the star rotates as a solid-body as long as it is completely convective. After the radiative core develops, the two zones will both rotate as solid-bodies with different angular velocities Ω_{rad} (for the core) and Ω_{conv} (for the envelope). Angular momentum exchanges between the two zones will then occur. Decoupling hypothesis is a reasonable compromise between solid-body models, and more physical models assuming local conservation of the angular momentum and transport processes in the radiative core.

The exchanges considered here have been described by MacGregor (1991) who suggested that a quantity ΔJ of angular momentum is extracted from the (fast) rotating core and is transferred to the (slower) envelope, and is defined by:

$$\Delta J = \frac{I_{conv} J_{rad} - I_{rad} J_{conv}}{I_{rad} + I_{conv}} \quad (1)$$

Where I_{rad} and I_{conv} are the moment of inertia for the radiative and convective zones respectively:

$$J_{conv} = I_{conv} \Omega_{conv} \quad J_{rad} = I_{rad} \Omega_{rad} \quad (2)$$

The quantity ΔJ is transferred over a time-scale τ_c , called coupling time, introduced as a free parameter of the model. If τ_c is short, the transfer of ΔJ would be almost instantaneous and would equilibrate Ω_{rad} and Ω_{conv} , leading to a quasi solid-body rotation.

Two main assumptions of the model presented here are thus that angular momentum exchanges are controlled by a coupling time, and that this coupling time has a fixed value and is not a function of mass, or core and/or envelope velocity, or any other parameter. This is probably a spurious assumption as there are some theoretical evidences that angular momentum transport depends on various physical characteristics of the star (core and/or envelope rotation, mass, depth of the convective zone...).

In the case of angular momentum transfer by diffusive mechanisms, transport is a function of the velocity gradient inside the star. Krishnamurthi *et al.* (1997) modeled the angular evolution of young low-mass stars using angular momentum transport by hydrodynamics mechanisms and their time-scale for transport depends on the rotation rate (it is long for slow rotators and short for rapid rotators). Meridian circulation is induced by the angular momentum loss at the star's surface, and is thus a function of the surface velocity. In the case of internal waves extraction process, Zahn *et al.* (1997) found that the angular momentum flux depends linearly on the differential rotation.

It is the purpose of this paper to provide constraints on the coupling time, and eventually find a relationship with other stars parameters.

As the core grows, a quantity of material dM_{rad} , contained in a thin shell at a radius R_{rad} and with a velocity Ω_{conv} becomes radiative, (see fig. 2) and the amount of angular momentum which is transferred from the envelope to the core during the time interval dt is:

$$\frac{2}{3} R_{rad}^2 \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt}$$

H2 Disk-locking: it is supposed that during the phase when the star accretes material from its surrounding disk, its surface rotational period remains constant. The theoretical basis for this assumption is the magnetic interaction between the star and its surrounding disk. Magnetic field lines shred the disk beyond the corotation radius, and tends to spin the central star down. The assumption that the stars accreting material from their surrounding disk are in a rotational equilibrium state, is supported by the observations of the rotation rates of both CTTS and WTTS. The latter tend to rotate faster than the former (Bouvier *et al.* 1993, Edwards *et al.* 1993, Choi & Herbst 1996). Computations from Königl (1991), Cameron & Campbell (1993), or Armitage & Clarke (1995) show that the star quickly reaches a constant angular velocity. This requires the existence of a stellar magnetic field of a few hundred Gauss (500 to 1000 Gauss typically), and accretion rates from 10^{-8} to $10^{-7} M_{\odot} yr^{-1}$. In this model it is supposed that as long as the star is accreting, its rotational period remains constant. From the moment the disk disappears, called disk lifetime, the star freely evolves.

H3 wind braking: The description used here is the description of angular momentum loss as described by Schatzman (1962), and parameterized by Kawaler (1988): angular momentum loss is a function of angular velocity, mass, mass loss and star radius.

$$\frac{dJ}{dt} = -K \Omega^{1+\frac{4a}{3}} \left(\frac{\dot{M}_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{1-\frac{2n}{3}} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\odot}}\right)^{2-n} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{n}{3}} \quad (3)$$

The exponent n characterizes the field geometry, and a is the power of the linear dynamo relation $B \propto \Omega^a$. I follow the suggestion by Kawaler and use $n = 1.5$, corresponding to an "intermediate" field geometry. As discussed by Charbonneau (1992), a braking-law with a fixed value of the exponent in

the velocity term is unable to reproduce the standard model of angular momentum loss from Weber and Davis (1967). He pointed out that the WD model for slow rotators is well fitted with an exponent of 3 and the WD model for rapid rotators with an exponent of 2. Keppens *et al.* (1995) computed an angular momentum loss law from the WD solar wind model and also found that at low rotation rates the law is consistent with $\frac{dJ}{dt} \propto \Omega^3$ while for fast rotators it scales Ω^2 and Ω in the saturated regime. Barnes and Sofia (1996) also investigated the effect of different braking laws in order to reproduce the ZAMS ultra-fast rotators. They found that ultra-fast rotators could not be reproduced with a Skumanich-type braking law and thus required a change of the exponent at high velocities. They found that a saturated braking law with $\frac{d\Omega}{dt} \propto \Omega$ led to sufficiently high velocities. They also supposed a change of the magnetic configuration, from a more dipolar form during pre-main sequence to a solar-type form on the main sequence, that would lead to a PMS braking scaling Ω^2 .

Observational constraints for slow rotators comes from Skumanich's relation (1972): the velocity decrease of the MS slow rotators is a power-law of the time $v \propto t^{-\frac{1}{2}}$, where v represents rotational velocity. This relation leads to the braking law $\frac{dv}{dt} \propto v^3$. For rapid rotators, observations from Mayor and Mermilliod (1991) in young clusters lead to $\frac{dv}{dt} \propto v^2$.

In this paper, a Kawaler-type description of the braking law is used, with a three-part parameterization. Slow rotators follow the Skumanich regime, while intermediate rotators follow Mayor-Mermilliod regime. This is consistent with Barnes and Sofia assumption of a change of the magnetic configuration somewhere on the ZAMS, as intermediate rotators are mainly found during PMS. In addition it is supposed that saturation of the braking law occurs for high velocities, corresponding to a saturation of the dynamo-generated surface field for high velocities: $\frac{dv}{dt} \propto v$. These braking laws write:

$$\left. \frac{d\Omega_{conv}}{dt} \right|_{wind} = \frac{K_{sk}}{I_{conv}} \Omega_{conv}^3 \left(\frac{R_{\star}}{R_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Skumanich law: $\Omega_{conv} < \Omega_{crit}$, with $\Omega_{crit} = \frac{K_{mm}}{K_{sk}}$

$$\left. \frac{d\Omega_{conv}}{dt} \right|_{wind} = \frac{K_{mm}}{I_{conv}} \Omega_{conv}^2 \left(\frac{R_{\star}}{R_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Mayor-Mermilliod law: $\Omega_{conv} \geq \Omega_{crit}$ and $\Omega_{conv} < \Omega_{sat}$

$$\left. \frac{d\Omega_{conv}}{dt} \right|_{wind} = \frac{K_{mm}}{I_{conv}} \Omega_{conv} \Omega_{sat} \left(\frac{R_{\star}}{R_{\odot}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

Saturation: $\Omega_{conv} \geq \Omega_{sat}$

Three parameters are thus required to make a full description of the braking law: K_{sk} , K_{mm} and Ω_{sat} . In section 4 I discuss how we constrain these parameters from the observations.

3.3. Equations of evolution

Using the above assumptions, equations of evolution for angular velocity write for the envelope:

$$\text{if } t \leq t_{disk}: \Omega_{conv} = \Omega_0$$

where Ω_0 is the initial velocity of the star.

if $t > t_{disk}$:

$$\frac{d\Omega_{conv}}{dt} = \frac{1}{I_{conv}} \frac{\Delta J}{\tau_c} - \frac{2}{3} \frac{R_{rad}^2}{I_{conv}} \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt} - \frac{\Omega_{conv}}{I_{conv}} \frac{dI_{conv}}{dt} - \frac{d\Omega_{conv}}{dt} \Big|_{wind}$$

and for the core:

$$\frac{d\Omega_{rad}}{dt} = -\frac{1}{I_{rad}} \frac{\Delta J}{\tau_c} + \frac{2}{3} \frac{R_{rad}^2}{I_{rad}} \Omega_{conv} \frac{dM_{rad}}{dt} - \frac{\Omega_{rad}}{I_{rad}} \frac{dI_{rad}}{dt}$$

4. Effects of varying the parameters

The evolution of a single star is submitted to 6 parameters related to the initial velocity, the disk lifetime, the wind braking law and the coupling time. In this section I present the effect of each parameter, independently of the value of the coupling time-scale. The effect of varying the coupling time is discussed in the next section.

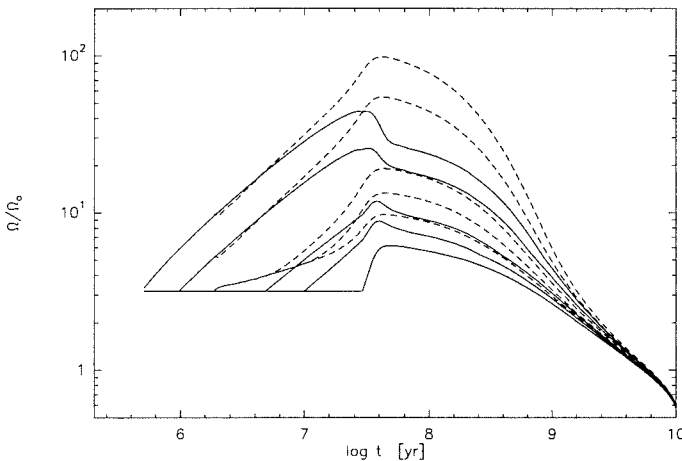


Fig. 3. Evolutionary tracks of a $1 M_{\odot}$ star for different disk lifetimes: 0.5, 1, 5, 10 and 30 Myr. Surface velocities are represented by solid lines and core velocities by dashed lines. Model is presented for a coupling time of $2 \cdot 10^7$ yr, $\Omega_{sat} = 30 \Omega_{\odot}$, $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$ and $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$.

4.1. Disk lifetime

The effect of the disk lifetime τ_{disk} for a $1 M_{\odot}$ star is presented on Fig. 3. The track for $\tau_{disk} = 0.5$ Myr corresponds to a star that loses its disk on the birth-line and, for a given initial velocity, sets an upper limit on velocities during the PMS and MS

evolution. The 10 Myr and 30 Myr lifetimes set a lower limit on velocities and are used to compare the predictions of the different models for ZAMS slow rotators. The longer the disk-lifetime, the slower the rotator on the ZAMS. It is obvious for the surface velocity, but it is less obvious for the core velocity. The core appears with the same angular velocity than the envelope. If the disk still remains, the core immediately shows an acceleration, while the envelope keeps a constant angular velocity.

The disk-regulation nevertheless keeps the core from spinning up too quickly. From Eqs. 2, equation 1 writes:

$$\Delta J = \frac{I_{conv} I_{rad}}{I_{conv} + I_{rad}} (\Omega_{rad} - \Omega_{conv})$$

The angular momentum exchanges is a function of the difference of rotation between the core and the envelope, and as long as the star is coupled to the disk, the envelope keeps a very low rotation rate, leading to a large value of the quantity ΔJ , and thus a slower spin up of the core.

Therefore the disk-lifetime has an indirect consequence on differential rotation. On the other hand, the disk lifetime has no influence on MS velocities, past a few 10^9 yr, nor on the moment when convergence between the core and the envelope is reached.

4.2. Initial velocity

Classical T Tauri observations indicate that at an age of a few 10^6 yr, stars have rotational periods in the 4-16 days range with a peak around 8 days (see section 2). This initial spread in velocities will remain at later ages. Fig 4 shows the evolution of a $1 M_{\odot}$ star that would appear in the T Tauri phase with an initial period of 4, 8 and 16 days. I present here velocities for radiative and convective zones in the case where the star would keep its accretion disk during 10^6 yr and for the following values of the model parameters: $\tau_c = 2 \cdot 10^7$ yr, $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$, $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$, and $\Omega_{sat} = 30 \Omega_{\odot}$.

A difference in the initial velocity remains all over the PMS and early MS evolution. A star that would have an initial velocity twice as large as another, will rotate twice as fast during the entire PMS phase. On the other hand, initial velocity has no influence upon the final velocity when MS braking is achieved, in other words, the MS star does not keep memory of its initial velocity. Initial velocity has no influence either on differential rotation: the core velocity varies in the same way the surface velocity does, and the time when convergence is attained does not change.

Effects of different initial velocities can be distinguished from the effects of different disk lifetimes for slow rotators only. More precisely, if the disk disappears before the core develops, evolutionary tracks look exactly the same in both cases. Difference occurs when the disk survives after the core has developed because the envelope keeps a constant period while the core spins up. In the case of different initial periods, even for slow rotators the core and the envelope both spin up.

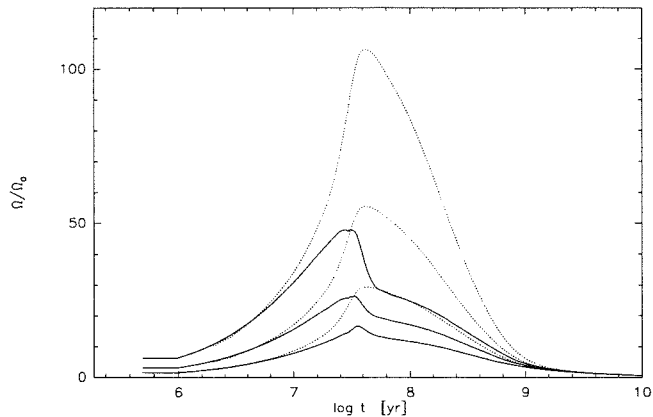


Fig. 4. Evolutionary tracks for the envelope (thick lines) and the core (dotted lines) velocities of a $1 M_{\odot}$ star for 3 different initial periods: $P_{init} = 4d$ (upper track), $8d$ (middle track) and $16d$ (lower track). See text for values of the parameters.

4.3. The braking law

As described in the previous section, 3 parameters are used to describe the magnetic braking law: K_{sk} , the constant for slow rotators, K_{mm} , for intermediate rotators, and Ω_{sat} , the rotational value of the saturation. The value of the rotation rate at which braking goes from the Skumanich regime to the Mayor-Mermilliod regime is defined by: $\Omega_{crit} = \frac{K_{mm}}{K_{sk}}$.

Fig.5 shows the influence of the constant of the Skumanich's law for slow rotators, K_{sk} , for the core and the envelope. Three different values are presented: $7.5 \cdot 10^{46}$, $3 \cdot 10^{47}$ and $1.2 \cdot 10^{48}$. The values of the other parameters are $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$, corresponding to $\Omega_{crit} = 19.5$, 4.9 , and $1.22 \Omega_{\odot}$, and $\Omega_{sat} = 30 \Omega_{\odot}$. The effect of K_{sk} is concentrated on slow rotators on the MS for both the envelope and the core velocities. The value of K_{sk} , by influencing the value of Ω_{crit} , influences the moment the tracks enter the Skumanich's regime on the main sequence. Thus, the lower K_{sk} the weaker the braking law on the main sequence, and the earlier the star enters the Skumanich's regime. Both effects contribute to a weaker braking of the slow rotators.

The other parameters are the constant of the braking law which applies for moderate rotators K_{mm} , and the value of the rotation rate at which saturation occurs Ω_{sat} . To investigate the effect of Ω_{sat} I take extreme values: 5.5 , 30 and $60 \Omega_{\odot}$. For the lower saturation rate the braking goes from the Skumanich regime to the saturated regime with no intermediate Mayor-Mermilliod regime. For the higher rotation rate the stars are most of the time in the Mayor-Mermilliod regime. Fig. 6 presents 3 tracks corresponding to three different values of the disk lifetime: 0.5 , 10 and 30 Myr. The values of the other parameters are $\tau_c = 2 \cdot 10^7$ yr, $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$, $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$ ($\Omega_{crit} = 5.4 \Omega_{\odot}$). The effect of the parameter Ω_{sat} is concentrated on rapid rotators for high saturation values and affects slow rotators for low Ω_{sat} only. As for K_{sk} the effect is essen-

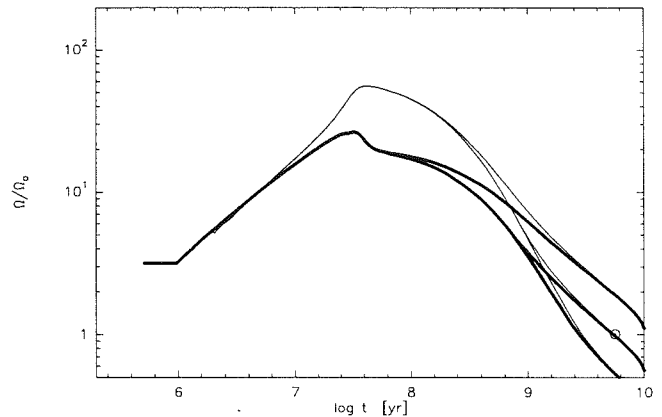


Fig. 5. Evolutionary tracks of a $1 M_{\odot}$ star for 3 different values of the parameter K_{sk} : $7.5 \cdot 10^{46}$ upper track, $3 \cdot 10^{47}$ is middle track, and $1.2 \cdot 10^{48}$ is lower track. Tracks for the envelope are thick lines, and for the core are thin lines. The correspondent values of Ω_{crit} are 19.5 , 4.9 and $1.2 \Omega_{\odot}$.

tially sensitive between 10 and 100 Myr, i.e from ZAMS ages. The lower the saturation rate the weaker the braking law and the higher the rotation on the ZAMS. For $\Omega_{sat} = 60 \Omega_{\odot}$, the maximum velocity is only $50 \Omega_{\odot}$, so the saturation value is never reached. For long disk lifetimes $\Omega_{sat} = 30$ and $60 \Omega_{\odot}$ tracks are superimposed: the saturation value is never reached, and hence the braking law is the same for both tracks. In addition of changing the maximal value reached on the ZAMS, a difference in Ω_{sat} changes the moment when this maximum is reached: the lower Ω_{sat} the later the braking occurs. Furthermore, the effect of a weaker braking law is also seen during early MS, where it is more difficult to brake ZAMS ultra fast rotators (UFR's).

Early pre-main sequence evolution (before 10 Myr) is independent of the value of Ω_{sat} as the evolution during this phase is completely dominated by the contraction effects. Finally, the final velocity, at 10^{10} yr, is not dependent on Ω_{sat} .

Now, to investigate the effect of K_{mm} , Ω_{sat} is set to $300 \Omega_{\odot}$, so that the saturation value is never reached, and the star is most of the time in the Mayor-Mermilliod regime. The evolutionary tracks are presented for 3 values of K_{mm} : $1.05 \cdot 10^{42}$, $4.2 \cdot 10^{42}$ and $1.68 \cdot 10^{43}$ ($\Omega_{crit} = 1.36$, 5.42 and $23.05 \Omega_{\odot}$ respectively, see Fig. 7). τ_c is set to $2 \cdot 10^7$ yr and $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$. The value of K_{mm} affects tracks for both rapid and slow rotators. The lower K_{mm} , the higher the velocity on the ZAMS, and the later the braking. Differences in the tracks remain during early phases of the main sequence and progressively disappear. The rotation rate at the age of the Sun still slightly depends on the value of K_{mm} .

The values of the braking law parameters can be constrained by the observations: as K_{mm} and Ω_{sat} poorly affect the tracks for slow rotators on the main sequence K_{sk} is completely determined by the solar calibration of the model. And a combination of the two parameters K_{mm} and Ω_{sat} is deter-

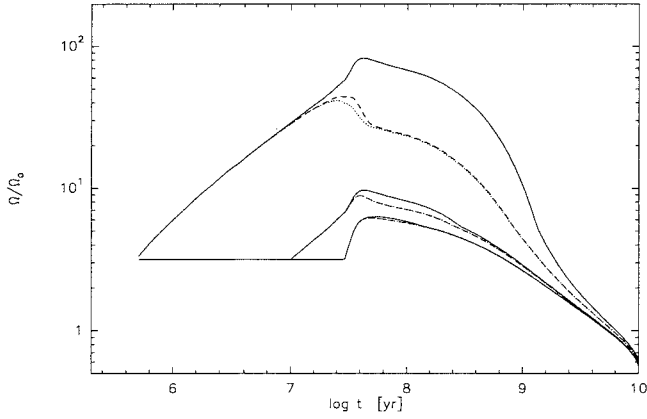


Fig. 6. Evolutionary tracks of a $1 M_{\odot}$ star for 3 different values of the parameter Ω_{sat} : $5.5 \Omega_{\odot}$ is solid line, $30 \Omega_{\odot}$ is dashed line, and $60 \Omega_{\odot}$ is dotted. See text for values of the parameters.

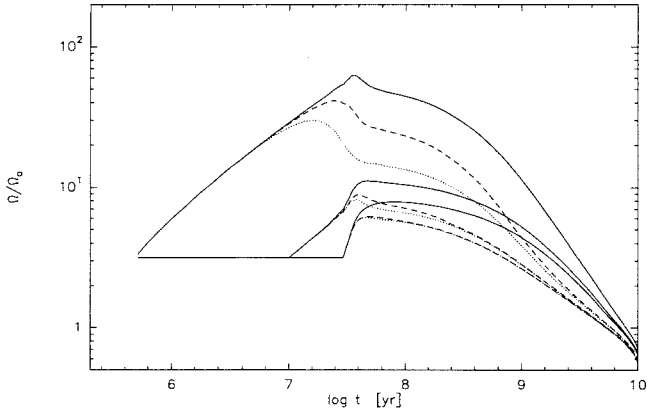


Fig. 7. Surface rotation evolutionary tracks of a $1 M_{\odot}$ star for 3 different values of the parameter K_{mm} : $K_{mm} = 1.05 \cdot 10^{42}$ ($\Omega_{crit} = 1.4 \Omega_{\odot}$) is solid line, $4.2 \cdot 10^{42}$ ($\Omega_{crit} = 5.4 \Omega_{\odot}$) is dashed line for, and $1.68 \cdot 10^{43}$ ($\Omega_{crit} = 23.0 \Omega_{\odot}$) is dotted. See text for values of the parameters.

mined to fit both rapid rotators on the ZAMS, and their rapid braking on the early MS.

5. Core-envelope decoupling

In this section I present the effects of the choice of the coupling time on the evolutionary tracks of a single star. The results of the model are presented for four different masses: 1, 0.8, 0.6 and $0.5 M_{\odot}$. The braking laws are presented for the different models and the different masses on figures 8, 9 and 10 where the angular momentum loss is presented as a function of the angular velocity. The braking law computed by Charbonneau (1992) from Weber & Davis model is also plotted. For the three coupling time models presented here, the braking rates are al-

ways lower than the braking rate predicted by the Weber-Davis wind model.

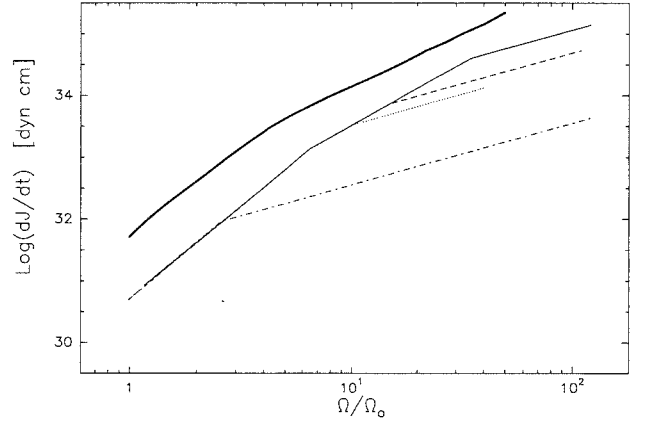


Fig. 8. Braking law for the short coupling time model, $\tau_c = 10^6$ yr. solid line is for $1 M_{\odot}$, dashed is for $0.8 M_{\odot}$, dotted for $0.6 M_{\odot}$ and dash-dotted for $0.5 M_{\odot}$. The thick solid line represents Charbonneau's braking law (1992) computed from Weber-Davis model. Values of the parameters are $K_{sk} = 2.25 \cdot 10^{47}$, $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 35, 15, 10, 2.6 \Omega_{\odot}$, for 1, 0.8, 0.6 and $0.5 M_{\odot}$, respectively.

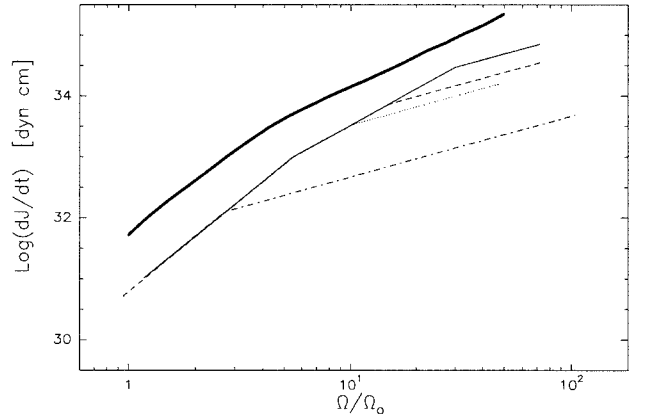


Fig. 9. Same as Fig.8 for the intermediate coupling time model, $\tau_c = 2 \cdot 10^7$ yr, and with $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$, $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 30, 15, 10, 2.7 \Omega_{\odot}$.

5.1. Choice of the coupling time τ_c

Evolutionary tracks are presented for 3 different coupling times: 10^6 yr, which I will call “short”, $2 \cdot 10^7$ yr, will be called “intermediate”, and $5 \cdot 10^8$ yr, will be called “long”. Choices of the coupling times are dictated by both theoretical and observational reasons. The short coupling time is short enough compared to the evolutionary time-scales (contraction, nuclear), so

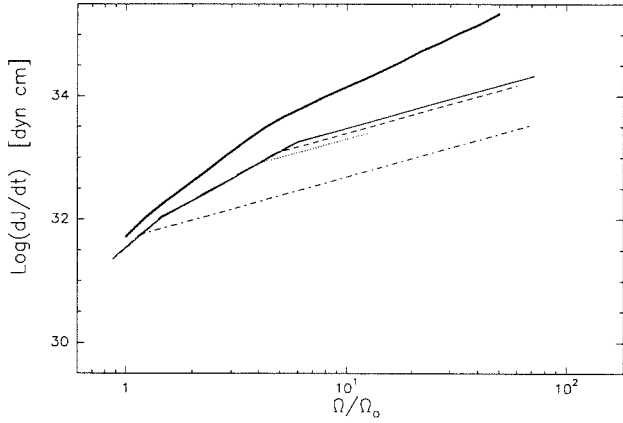


Fig. 10. Same as Fig.8 for the long coupling time model, $\tau_c = 5 \cdot 10^8$, and with $K_{sk} = 1.5 \cdot 10^{48}$, $K_{mm} = 6.3 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 6, 5, 4, 1.2 \Omega_\odot$.

that the star can almost be considered as rotating as a solid-body. The long coupling time (corresponding to almost the age of the Hyades cluster) is far longer than other time scales involved in PMS evolution, so that at the arrival on the MS, stars in clusters like Alpha Per and the Pleiades can be considered as totally decoupled. Finally, I chose an intermediate coupling time which corresponds to the maximal coupling-time required to have a $1 M_\odot$ star in quasi solid-body rotation at the age of the Sun. Each model was calibrated so that $1 M_\odot$ tracks fit the solar value at the age of the Sun, and are therefore submitted to different braking laws. For a given model, braking law parameters K_{sk} , K_{mm} and Ω_{sat} were chosen as the best fit of the observations for $1 M_\odot$ over the complete evolutionary time interval considered here: from 1 Myr to the age of the Sun. And for other masses we scale the value of the saturation parameter Ω_{sat} . In all models, the lower the mass, the lower the saturation value (see figures 8, 9 and 10).

Each model is discussed with three different disk lifetimes: $5 \cdot 10^5$, 10^7 and $3 \cdot 10^7$ yr, for 1 and $0.5 M_\odot$, and $3 \cdot 10^5$, 10^7 and $3 \cdot 10^7$ yr, for 0.8 and $0.6 M_\odot$. The first disk lifetime represents a star which would lose its disk almost on the birth-line. Thus, for a given set of parameters (initial period, braking law) it can be considered as an upper limit to the velocities during the evolution. Four different masses are also represented: $1 M_\odot$ on Fig. 11, $0.8 M_\odot$ on Fig. 13, $0.6 M_\odot$ on Fig. 14, and $0.5 M_\odot$ on Fig. 15. Finally, models for 0.5, 0.6, 0.8 and $1 M_\odot$ are presented with an initial period of 8 days, which is the mean observed period during Classical T Tauri phase. For $1 M_\odot$ models evolutionary tracks are also plotted using initial periods of 4 and 16 days, which correspond to minimum and maximum periods found among T Tauri stars (Fig. 12).

5.2. Short coupling time

On figures 11, 13, 14 and 15, the $\tau_c = 10^6$ yr model is represented by dotted lines. This model is very close to a solid-

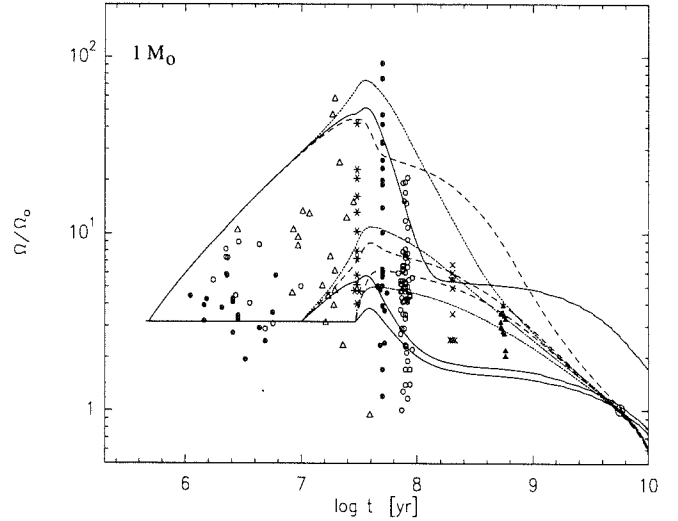


Fig. 11. Angular surface velocity evolutionary tracks for a single star of $1 M_\odot$ are represented for an initial period of 8 d and 3 different disk lifetimes: 0.5, 10 and 30 Myr. Dotted line is for $\tau_c = 10^6$ yr, dashed line is for $\tau_c = 2 \cdot 10^7$ yr and solid line for $\tau_c = 5 \cdot 10^8$ yr. Observations are presented with different symbols: filled dots during PMS are CTTS, empty dots are WTTS. Empty triangles are PTTS, stars are IC2602 and IC2391. Filled dots on the ZAMS are Alpha Per, empty dots are the Pleiades. Crosses are M34. Filled triangles are the Hyades, and the Sun is a dotted circle.

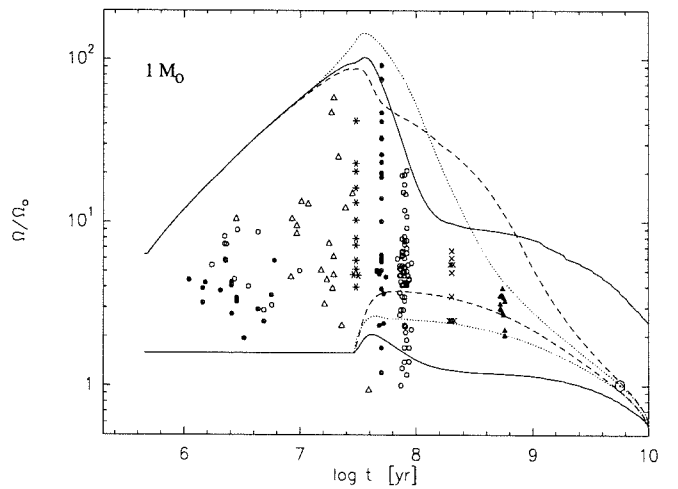


Fig. 12. Angular surface velocity evolutionary tracks for a single star of $1 M_\odot$, for the coupling time scales presented on Fig.11, and 2 different initial period. Upper tracks are initial period of 4d and lower tracks are 16d

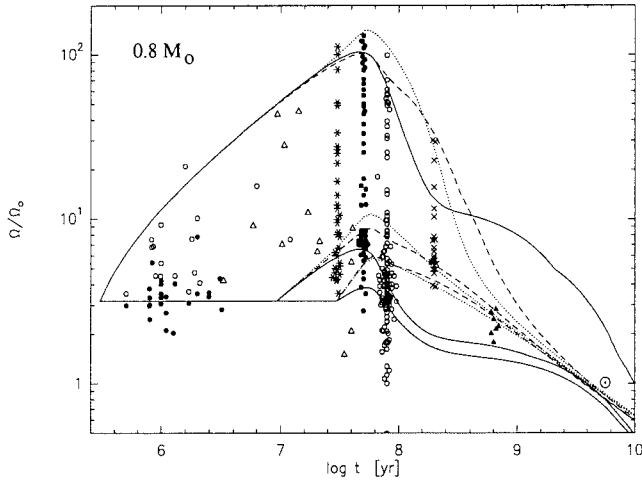


Fig. 13. Same as fig.11 for $M=0.8 M_{\odot}$.

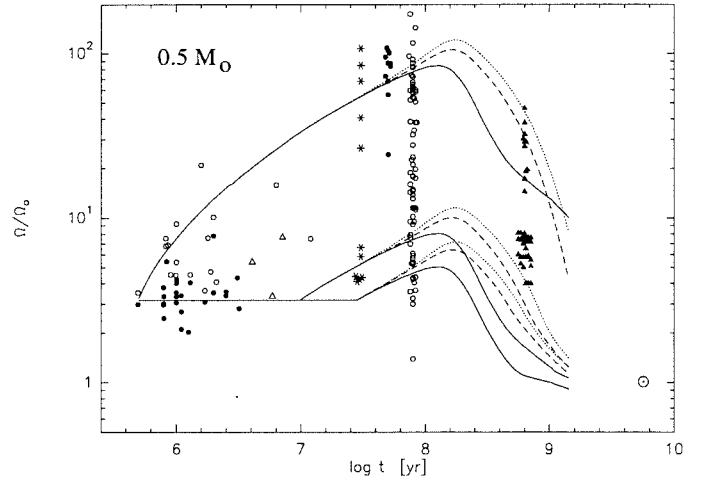


Fig. 15. Same as fig.11 for $M=0.5 M_{\odot}$.

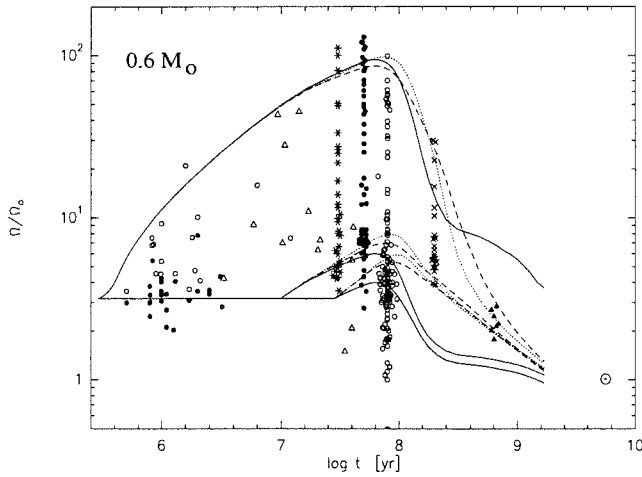


Fig. 14. Same as fig.11 for $M=0.6 M_{\odot}$.

body model, as angular momentum transport occurs upon a time-scale far shorter than evolutionary time-scales. For the $1 M_{\odot}$ model, solar calibration leads to $K_{sk} = 2.25 \cdot 10^{47}$, and the best fit of the observations is obtained for $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 35 \Omega_{\odot}$. With this model it is very easy to account for ultra fast rotators during PMS and ZAMS phases. The largest velocity is more than $70 \Omega_{\odot}$ ($\sim 140 \text{ km s}^{-1}$), and the more rapid rotator in the $0.9-1.1 M_{\odot}$ mass range in Alpha Per has $100 \Omega_{\odot}$ ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$). Then, from ZAMS ages the stars are rapidly braked. At the age of the Pleiades the largest velocity is however larger than the velocity observed ($40 \Omega_{\odot}$ vs $20 \Omega_{\odot}$). This suggests that the spin-down is not strong enough to reproduce the upper limit of velocities both in the Alpha Per and the Pleiades clusters. The rapid braking of rapid rotators requires a strong braking rate for high velocities, which requires

a high value of the saturation rate ($\Omega_{sat} = 35 \Omega_{\odot}$). A stronger braking law would lead to lower velocities at the age of Alpha Per. It is however not clear that the age of the Pleiades is 80 Myr, as it is presented here. It has been claimed that the Pleiades were older (about 100 Myr) and some authors even find that the Pleiades cannot be younger than 130 Myr (Basri *et al.* 1997). If the Pleiades cluster is 100 Myr or more, the short coupling time model leads to a better agreement with the observations of maximum velocities: the track with an initial period of 8 days has an angular velocity of $20 \Omega_{\odot}$ at 130 Myr.

At the age of the Hyades, all stars have converged to low angular velocity rates between 2 and 3 times the solar value, in accordance with the observations. And braking extends up to the age of the Sun. Observed braking of rapid rotators is thus roughly reproduced from the ZAMS up to the age of the Sun.

Because the only process that keeps the stars from spinning up is the disk-locking, the slow rotators at ZAMS ages and during the early MS are more difficult to account for. The angular momentum losses by magnetic wind occur over a longer time-scale, and are therefore inefficient during the PMS phase. It is then necessary to suppose that the disk-regulating is effective up to at most 30 Myr (Bouvier *et al.* 1997b for a discussion). A 10 Myr disk lifetime leads to a velocity of 20 km s^{-1} at the Pleiades' age (we take the Pleiades age to be 80 Myr, Fig. 11), and a 30 Myr disk leads to $v = 9-10 \text{ km s}^{-1}$. Of course a longer period leads to a lower velocity at ZAMS ages and a star that would keep its disk 30 Myr, with an initial period of 16d, arrives on the ZAMS at 4 km s^{-1} .

In the Pleiades a large proportion of stars (about 50%) have $v \sin i$ lower than 10 km s^{-1} . The solid-body model then requires that a large fraction of stars have long-lived disks. But the fraction of long disk lifetimes can be substantially reduced if we take into account the effect of the $\sin i$ distributions. The contamination by $\sin i$ factor is very important in the Pleiades cluster as all the stars are slow or moderate rotators. The mean

value of $\sin i$ is $\pi/4$, so that stars with true velocities between 10 and 13 km s^{-1} will on average have $v \sin i$ to the range 8–10 km s^{-1} . $\sin i$ contamination is a statistical effect, and there probably is some stars with very low velocities, but the true fraction of slow rotators is lower than the observed fraction. Recent $v \sin i$ measurements in the Pleiades cluster (Queloz *et al.* 1997a, 1997b) suggest that the fraction of true velocities lower than 10 km s^{-1} is $\simeq 35\%$ for solar-type stars, thus lower than the fraction of $v \sin i$.

Bouvier *et al.* (1997b) suggested that the initial distribution of period at T Tauri ages is well fitted with a Gaussian curve with a mean period of 8 d. In their model, with a disk lifetime of 10 Myr, a star with an initial period of 8 d reaches the age of the Pleiades with a velocity of 10 km s^{-1} . It thus requires that 35 % of the stars keep their disk longer than 10 Myr in order to reproduce the 35 % of slow rotators. In their paper Bouvier *et al.* summarize the different PMS disks observations and surviving disk fractions estimations at different ages. At the moment, and without taking into account PMS stars dispersed in star forming regions recently discovered by ROSAT, the fraction of stars still surrounded by a disk at an age of 10 Myr is 10 to 30 % (Strom *et al.* 1995, Lawson *et al.* 1996). It thus seems difficult to explain that 35 % of the stars have rotational velocities lower than 10 km s^{-1} at the age of the Pleiades. In the present model (figure 11), stars which decouple from their disk at an age of 10 Myr reach the age of the Pleiades with a velocity of 20 km s^{-1} . Such a difference with Bouvier *et al.* model can be explained by a difference in the braking law. In that case, it is even more difficult to explain the large fraction of slow rotators on the ZAMS.

By the time the stars arrive on the ZAMS, at the Alpha Per cluster age, the slow rotators are submitted to a weak braking with the short coupling time model. It is very difficult indeed to slow down slow rotators if we consider solid-body rotation, because the braking applies on the entire star. The consequence is that between the age of the young clusters IC2391 and IC2602 (30 Myr) and the age of the Pleiades, the slow rotators – below 10 km s^{-1} – should keep roughly the same velocity. In other words, the proportion of very slow rotators in these clusters must be roughly the same. This point will be discussed in section 6.

0.8 M_{\odot} and 0.6 M_{\odot} models require, respectively, $\Omega_{sat} = 15$ and 10 Ω_{\odot} to account for fast rotators in young clusters (Fig. 13 and 14). For both 0.8 and 0.6 M_{\odot} , rapid rotators and their braking during the main sequence, are well fitted. As for 1 M_{\odot} stars a large fraction of stars are slow rotators.

At later ages on the MS, the short coupling time models find that the lower the mass, the lower the velocity. The braking law was chosen so that the 1 M_{\odot} model fits the solar value. For 0.8 M_{\odot} model, velocities at the age of the Sun are between 0.8 and 0.9 the solar value. For 0.6 M_{\odot} , evolutionary tracks stop before reaching solar ages, but from the position of the tracks at the Hyades age, 0.6 M_{\odot} model should reach lower values than the 0.8 M_{\odot} model. This point is thus in agreement with the observations in the Hyades cluster.

The velocity distributions for 0.5 M_{\odot} stars show significant differences with other masses in young clusters like Pleiades and Alpha Per, and for evolved ones like Hyades. In the former, the distributions are quite flat – there is no peak of the distribution for slow rotators – and for the latter, rapid rotators (with velocities up to 25 km s^{-1}) still exist. These distributions are well fitted with a short coupling time model with $\Omega_{sat} = 2.6 \Omega_{\odot}$, which means that braking goes from Skumanich's law to saturated regime, with no intermediate Mayor-Mermilliod regime. Velocity braking occurs at 150-200 million years, and is not achieved at the age of the Hyades. It also means that at the age of the Pleiades, maximum is not attained, and 0.5 M_{\odot} stars have not reached the ZAMS.

With 0.5 and 0.6 M_{\odot} models it is more difficult to account for rapid rotators in young clusters than with 0.8 and 1 M_{\odot} models. A larger initial velocity would however account for rapid rotators.

In conclusion, the main problem for the solid-body model is the existence of numerous slow rotators in young clusters. This might not really be a problem if these slow rotators are $\sin i$ contaminated. Precise determinations of the true slow rotators fraction, both at the Alpha Per cluster and the Pleiades ages are required to answer the question whether solid-body model, with a realistic disk lifetimes distribution, can reproduce the slow rotators observations.

5.3. Intermediate τ_c

On figures 11, the intermediate τ_c model is represented by dashed lines. I find the best model to have nearly the same braking law as the short coupling time model: $K_{sk} = 2.7 \cdot 10^{47}$, $K_{mm} = 4.2 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 30 \Omega_{\odot}$. A weaker braking law would lead to faster rotators on the ZAMS, but would also lead to faster rotators on the MS. The rapid braking phase is very short, and rapid rotators are not significantly braked between Alpha Per and the Pleiades.

What makes a rapid spin-down so difficult to obtain is that with $\tau_c = 2 \cdot 10^7$ yr, angular momentum transfer from the core to the envelope begins at ages typically between those of the clusters IC2602/2391 and Alpha Per. This makes braking very inefficient during the early stages of MS as the rate of angular momentum transferred from the core to the envelope compensates the loss of angular momentum from a magnetic wind. This leads to a plateau of the rotation curve between 70 Myr and 250 Myr. On the other hand, with a stronger braking law, it would be impossible for the stars to reach high velocities of 200 km s^{-1} on the ZAMS. The best braking law is then a compromise between the existence of fast rotators and rapid spin-down of these rotators.

With this model very slow rotators are even more difficult to account for than with the short coupling time model. With a disk lifetime of 30 Myr, the short τ_c model leads to velocities of 10 km s^{-1} on the ZAMS (Fig. 11), while the intermediate τ_c model leads to a larger value of the rotation rate of 12 km s^{-1} . This can be explained as follows: after 30 Myr, angular momentum transfer from the core to the envelope for

the intermediate coupling time model is in progress, thus leading to higher values of the rotation rate. It is the opposite if we consider the tracks with a disk lifetime of 10 Myr : the short coupling time model leads to higher velocities than the intermediate model. This difference between the two disk lifetimes tracks can be explained by core-envelope decoupling effects: between 10 and 30 Myr, the angular momentum transfer from the core to the envelope is not yet effective and braking is more efficient for the de-coupled model.

With the intermediate coupling time model angular momentum transfer is really effective between a few 10 Myr and a few 100 Myr, so that braking nearly stops (this effect is especially important for solar-type stars). At later ages, minimum velocities reached for clusters M34 and Hyades are too large compared to observed velocities. And maximal velocities are as well far too large.

On the other hand, for a coupling time of $2 \cdot 10^7$ yr, stars at the age of the Sun have all been braked to a few km s^{-1} , and rotate almost like solid-bodies. This coupling time model is therefore able to reproduce the solar rotation profile, while a longer coupling time would lead to differential rotation for solar-type stars at solar age (see section 5.4)

For 0.8 and 0.6 M_{\odot} models Ω_{sat} is set to 15 and 10 Ω_{\odot} , respectively (Fig 13 and 14). For slow rotators there is no significant difference between the short and the intermediate models. For 0.6 M_{\odot} models there are much less differences between short τ_c model and the intermediate coupling model than for 1 M_{\odot} tracks. More precisely, the two models find almost the same velocities for highest and slowest rotators in clusters Alpha Per, the Pleiades, M34 and even Hyades. There are two possible explanations to this. First, for 0.6 M_{\odot} stars, the evolutionary time is longer than for higher masses, and longer than the intermediate coupling time of $2 \cdot 10^7$ yr presented here. In that case, this model acts nearly as a solid-body model. Opposite to higher masses, this model leads to rotations rates lower than the short coupling time in the last evolutionary track – with $\tau_{disk} = 30$ Myr. As the MS is not reached yet, spin-up from contraction remains the main process that controls the angular momentum evolution, and is more efficient in the case of solid-body rotation. Second, the lower the mass, the smaller the radiative core. The role of the core –a reservoir of angular momentum– is thus less important for lower masses as for higher masses. Therefore, inferred differential velocity is also less important.

For masses lower than 0.6 M_{\odot} , Ω_{sat} is set to 2.7 Ω_{\odot} . As for 0.6 M_{\odot} models, evolutionary tracks for this model are not significantly different from the short coupling time model. The slight difference is explained by different braking laws. The plot of the core velocity shows that the intermediate coupling time model acts like a solid model for 0.5 M_{\odot} (see previous section).

With this model, the coupling time is short enough to reproduce the solar rotational profile. But at least for 1 M_{\odot} stars, it is difficult to account for 1) the existence of UFR's on the ZAMS, and, 2) the rapid spin-down of these UFR's at the age of the Pleiades, 3) the important spin-down down to a few km s^{-1} at

the age of the Hyades and 4) slow rotators at the early stages of the main sequence evolution. For low masses of 0.5 and 0.6 M_{\odot} , this model behaves almost like a solid-body model, and leads to a good agreement with the observations.

In their model, Keppens *et al.* claimed that a coupling time of $\tau_c = 10$ Myr is able to reproduce the observed velocity distributions at different ages, from the T Tauri phase up to the age of the Sun. From the work presented here, a model with a coupling time of 20 Myr leads to important differences with the observations. Differences in the assumptions of the models lead to differences in the resulting angular momentum evolution. Keppens *et al.* used an initial distribution mixing 0.8 and 1.0 M_{\odot} stars. But there are important differences between the 0.8 and 1 M_{\odot} observed velocity distributions, especially in the Pleiades, where solar-mass stars all have velocities lower than 60 km s^{-1} while the largest observed velocity among 0.8 M_{\odot} is larger than 100 km s^{-1} (Queloz *et al.* 1997). So the important braking observed for solar-type stars between the age of Alpha Per and the age of the Pleiades is not reproduced by their model. Furthermore, they artificially increase the number of very slow rotators among solar-type stars, as 0.8 M_{\odot} stars are more easily braked than 1 M_{\odot} . Finally, even with adding 0.8 M_{\odot} stars to their sample, they obviously cannot reproduce the large number of stars with velocities lower than 10 km s^{-1} on the ZAMS. The maximum disk lifetime they use is 6 Myr, but even if they use a longer disk lifetime, they cannot produce more very slow rotators. From the tracks presented on figure 3, the longest disk lifetime (30 Myr) leads to a minimal velocity on the ZAMS of 10 km s^{-1} , while a disk lifetime of 1 Myr leads to a velocity of 20 km s^{-1} . It is thus easy to reproduce velocities in the range $10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$ on the ZAMS with an intermediate coupling time model. It is indeed the result found by Keppens *et al.*, as at the Pleiades age, 60% of the stars are in this velocity range.

5.4. Long τ_c

For this model, solar calibration leads to $K_{sk} = 1.5 \cdot 10^{48}$, and I use $K_{mm} = 6.3 \cdot 10^{42}$ and $\Omega_{sat} = 6 \Omega_{\odot}$. A coupling time of $5 \cdot 10^8$ yr is far longer than PMS evolutionary times of the 1 M_{\odot} stars. The core and the envelope are then completely decoupled up to a few 100 Myr, i.e., far after the star has reached the age of the Pleiades. As only the convective envelope is subject to wind braking it is very easy to keep slow rotators at T Tauri ages slowly rotating up to the age of the Hyades. From the moment the star stops its contraction it is significantly braked.

For rapid rotators, this decoupling leads to a very efficient braking between the age of Alpha Per and the age of the Pleiades, more efficient than in the case of solid-body model. This rapid braking is indeed required to account for the decrease of velocities of the most rapid rotators in both clusters. During the same time scale slow rotators are also braked : a star with a velocity of 5 km s^{-1} in Alpha Per has a velocity of 3 km s^{-1} in the Pleiades. In that case, a disk lifetime value of 10 Myr is sufficient to account for velocities as low as 5 km s^{-1} at the age of Alpha Per and 3 km s^{-1} in the Pleiades.

While the spin-down is consistent with the observations during the early MS phases, it is less efficient on the MS at later ages because by an age of a few 10^8 yr angular momentum transfer from the core to the envelope becomes effective. A spread in the velocities then remains during MS. A spread in the velocities is really observed in the old clusters M34 and the Hyades, but the model cannot reproduce the decrease of the maximum velocity between these two clusters, as the model predicts more a plateau than a braking. Thereafter, it is necessary to suppose a strong Skumanich braking law (i.e. a large value of K_{sk}) to fit the braking at later ages down the solar value. But a main problem remains for initial ultra fast rotators as they cannot spin-down enough to reach convergence at the age of the Sun. Furthermore, with this model, a strong differential rotation remains inside the star at the age of the Sun: for the slowest rotators, the radiative core still rotates 4 times as fast than the envelope, and for fastest rotators, the core rotates 10 times as fast. And this is in contradiction with the observations of the angular velocities in the solar interior.

Another problem arises with Alpha Per 's rapid rotators, as the maximum velocity achieved is only 100 km s^{-1} . A larger initial velocity would lead to a larger velocity at ZAMS ages. But such rapid rotators would also lead to far too large velocities during MS phase (see Fig. 12).

Model of 0.8 and $0.6 M_{\odot}$ require, respectively, $\Omega_{sat} = 5$ and $4 \Omega_{\odot}$ (Fig 13 and 14). In young clusters, the same holds for 0.8 and $0.6 M_{\odot}$ models as for the $1 M_{\odot}$ model: it is difficult to fit rapid rotators, but the fits of slow rotators are quite good. Conversely, for the Hyades cluster, 0.6 and $0.8 M_{\odot}$ models lead to a spread larger than observed, while the $1 M_{\odot}$ model spread fits the data well.

For $0.5 M_{\odot}$, Ω_{sat} is set to $1.2 \Omega_{\odot}$ to account for ZAMS rapid rotators. Evolutionary tracks look quite the same as in other coupling time models for the same mass to the age of the Pleiades. The differences to other coupling time models occur after the ZAMS, where braking is much more rapid. Therefore, at the age of the Hyades, this model cannot account for the fastest rotators ($50 \Omega_{\odot}$). It also finds a lower limit ($1 \Omega_{\odot}$) which is too low, whereas Hyades slow rotators have rotation rate between 4 and $8 \Omega_{\odot}$. The long coupling-time is still too long compared to the evolutionary time, and as for the 0.8 or $0.6 M_{\odot}$ models in M34, it leads to too slow rotators during the MS phase. This model would eventually require a weaker braking law to reproduce the $0.5 M_{\odot}$ Hyades members.

The main successes of this model is to easily explain 1) the rapid decrease of rapid rotators between Alpha Per and the Pleiades, and 2) the existence of a large number of very slow rotators from T Tauri ages to the age of the Sun in the 0.9 – $1.1 M_{\odot}$ mass range without requiring long disk lifetimes. But this model cannot reproduce 1) ZAMS rapid rotators, 2) braking of rapid rotators during the main sequence, 3) large velocities of low-mass stars in the Hyades cluster and 3) the rotational profile of the Sun.

6. Discussion and conclusions

The main assumption of the model presented here is a decoupling between the stellar core and the envelope, and the existence of angular momentum transfer, controlled by a coupling time-scale τ_c . I computed evolutionary tracks for 3 different coupling time-scales and compared the results to the observations. If the coupling time-scale is short compared to the contraction time scale (a few Myr vs a few 10 Myr), then the star will nearly rotate as a solid-body. If it is long, then decoupling will have non negligible effects on rotational evolution. I first summarize the effects of the models presented here.

With a long coupling time model (i.e. 500 Myr) it is very easy to keep a low surface velocity, as wind braking only applies on the envelope. This model leads to quite a good agreement with the slow rotators fraction at ZAMS ages, even if only short disk lifetimes are considered (≤ 10 Myr). Rapid braking of rapid rotators between the age of Alpha Per and the Pleiades is also in good agreement with the observations. However, it is more difficult to explain the existence of these rapid rotators on the ZAMS. The existence of rapid rotators requires a weak braking law, inconsistent with the subsequent rapid braking. Furthermore due to the angular momentum core resurfacing, braking nearly stops on the MS, in contradiction with the observations. With a coupling time of 500 Myr, the angular momentum transfer from the core to the envelope really becomes effective at the age of the M34/M7 clusters, and is far from being finished by the age of the Sun. The internal rotational profile of the Sun thus cannot be reproduced.

Results for an intermediate coupling time (20 Myr) are worse for both rapid and slow rotators. In young clusters such as Alpha Per and the Pleiades, the problem is the same as in the long coupling time model: rapid rotators require a weak braking law to arise, but rapid spin-down requires a strong braking law. As the coupling time is in the order of the age of these clusters, angular momentum transfer begins to be effective. This leads to an increase of the velocities of very slow rotators, and braking of rapid rotators occurs only on a very short time scale. In older clusters such as M34 and the Hyades, the transfer is in progress, so that braking is slow, and the model predicts too large velocities. At the age of the Sun, however, the transfer is finished and the star is a quasi-solid body, even for the most rapid rotators.

The main problem of the short coupling time model (1 Myr) is the existence of a large number of slow rotators in young clusters. The only process that keeps the star from spinning up is the disk-locking. It is then necessary to suppose that a fraction of the disks can survive as long as 40 Myr. A short coupling time can easily reproduce rapid rotators on the ZAMS and rapid decrease of these rotators from the age of Alpha Per for $1 M_{\odot}$ stars (and from the age of the Pleiades for lower masses) to the age of the Sun. This model is also in good agreement with the observed solar rotational profile.

As pointed out in section 3.2, most of the theories of angular momentum transfer predict that the coupling time is a function of angular velocity (core, envelope or both). In a way,

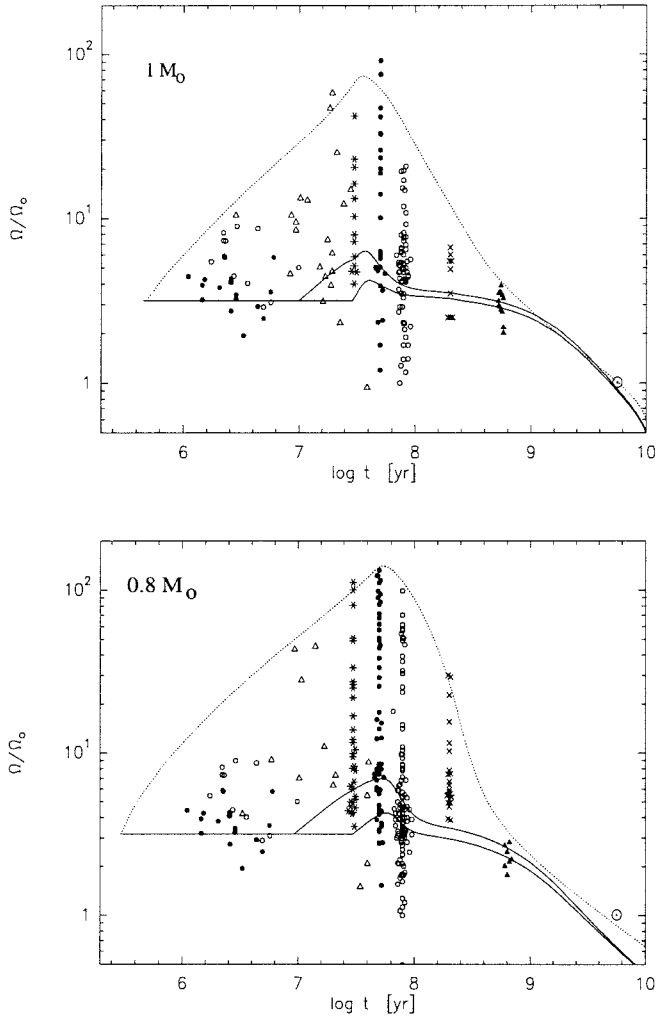


Fig. 16. Evolutionary tracks for $1 M_{\odot}$ (upper panel) and $0.8 M_{\odot}$ (lower panel) and an initial period of 8 days. Dotted line represents a solid-body rotation model ($\tau_c=10^6$ yr), solid line represents a decoupled model ($\tau_c=10^8$ yr). Tracks are represented for 3 different disk-lifetimes: 0.5, 10 and 30 Myr for $1 M_{\odot}$ and 0.3, 10 and 30 Myr for $0.8 M_{\odot}$.

the effect of the difference between the core and envelope rotational velocities is taken into account in the angular momentum exchanges quantity ΔJ . In spite of this, rapid rotators are easier to account for with solid-body rotation, over the all mass range, while slow rotators are well fitted with a strongly decoupled model. For the latter, the coupling time scale should be at least of order of the age of the Pleiades (100 Myr) so that angular momentum transfer is only effective on the main sequence, thus allowing ZAMS slow rotators. On the other hand, the coupling time scale should not be much longer so that there is no important differential rotation left at the age of the Sun.

Figure 16 presents the evolutionary tracks for 0.8 and $1 M_{\odot}$ models with an initial period of 8 days, and with two different coupling times: I use a short coupling time to fit rapid

rotators, and a model with a coupling time of 100 Myr to fit slow rotators. As discussed in previous section and in this one, a solid-body model is able to reproduce the braking of rapid rotators all over the main sequence phase for both masses. On the other hand, the model with $\tau_c=100$ Myr can easily explain existence of slow rotators in the 0.9 – $1.1 M_{\odot}$ mass range with disk-lifetimes of 10 Myr at most. The tracks presented on Fig. 16 start with an initial period of 8 days and can fit velocities as low as 6 km s^{-1} at the age of the Pleiades, i.e an important fraction of the stars in the Pleiades. A T Tauri distribution with periods up to 16 days can explain the existence of the Pleiades very slow rotators which have velocities lower than 6 km s^{-1} .

But ZAMS slow rotators still pose severe problems to the models. Slow rotators in the mass range 0.6 – $0.9 M_{\odot}$ are more difficult to account for because they are more numerous, and also because a $0.8 M_{\odot}$ model leads to a higher velocity at the Pleiades age, than a $1 M_{\odot}$ model (using the same initial period and disk lifetime).

In their paper, Krishnamurthi *et al.* (1997) claimed that there is a significant decrease of the fraction of slow rotators between the age of Alpha Per and the age of the Pleiades: there are no stars in the velocity range 0 – 7.5 km s^{-1} in Alpha Per, while 10% of the Pleiades stars have velocities lower than 7.5 km s^{-1} . But recent $v \sin i$ observations in these clusters –presented on the figures of rotational evolution– show that 1) stars in the mass range 0.9 – $1.1 M_{\odot}$ with velocities lower than 6 km s^{-1} are not braked, 2) stars with $v \sin i$ lower than 10 km s^{-1} are only slightly braked, 3) stars in the mass range 0.6 – $0.9 M_{\odot}$ are significantly braked at all velocities (Queloz *et al.* 1997a, 1997b, Allain *et al.* 1997).

It seems to be different at early ages. The mean rotation in the young clusters IC2391 and IC2602 (30 Myr) is higher than in Alpha Per. But for older clusters, there is no evidence that the mean rotation in M34 is larger than in the Pleiades. Conversely, Hyades' mean rotation is definitely lower than in the Pleiades.

How slow rotators evolve during the ZAMS and early-MS phases is a crucial issue to constrain the models. From figure 16, results for $\tau_c=100$ Myr are in good agreement with the $1 M_{\odot}$ observations of very slow rotators but this model seems predicts a too important braking for rotators with velocities between 10 and 20 km s^{-1} . On the other hand, this model finds a braking for slow rotators in the mass range 0.6 – $0.9 M_{\odot}$ consistent with the observations, while a solid-body model cannot brake these stars.

From the results presented on this paper, I conclude that rapid rotators can be assimilated to solid bodies, and that slow rotators are submitted to an important differential rotation. The parametric description used here is however too basic to explain velocity effects, especially for moderate rotators, and a more physical description, handling angular momentum transfer in the radiative core, is required. Masses effects – probably through the depth of the convective zone– are also very important in angular momentum transfer. More observations are

clearly needed to constrain the models both at different ages and different masses.

Acknowledgements. I wish to thank J. Matias, J.-P. Zahn and S. Talon for interesting discussions, M. Forestini for providing evolutionary codes, and J. Bouvier for helpful comments

References

- Allain S., Bouvier J., Prosser C.F., Marschall L.A., Laaksonen B.D., 1996a, *A&A* 305, 498
- Allain S., Mayor M., Queloz D., Fernández M., Martín E.L., Bouvier J., Mermilliod J.C. 1996b, in 9th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar System and the Sun, eds R. Pallavicini & A.K. Dupree, in press
- Allain S., Queloz D., Bouvier J., Mermilliod J.C., Mayor M., 1997 in "Cool stars in clusters: magnetic activity and age indicator" in press
- Armitage P.J., Clarke C.J. 1996, *MNRAS* 280, 458
- Basri G., 1997 in "Cool stars in clusters: magnetic activity and age indicator" in press
- Bouvier J., Bertout C., Benz W., Mayor M., 1986, *A&A* 165, 110
- Bouvier J., *AJ* 99, 646
- Bouvier J. 1991, in *Angular Momentum Evolution of Young Stars*. S. Catalano & J.R. Stauffer, eds, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, NATO ASI Series
- Bouvier J., Cabrit S., Fernández M., Martín E.L., Matthews J. 1993, *A&A* 272, 167
- Bouvier J., Forestini M. 1995, in "Circumstellar dust disk and planetary formation", 10th IAP meeting, eds Ferlet, p. 347
- Bouvier J., Covino E., Kovo O., Martin E.L., Matthews J.M., Terranegra L., Beck S.C. 1995, *A&A* 299, 89
- Bouvier J., Wichmann R., Grankin K., Allain S., Covino E., Fernandez M., Martin E.L., Terranegra L., Catalano S., Marilli E., 1997a, *A&A* in press
- Bouvier J., Forestini M., Allain S., 1997b, *A&A* submitted
- Cameron A.C., Campbell C.G. 1993, *A&A* 274, 309
- Cameron A.C., Campbell C.G., Quaintrell H., 1995, *A&A* 298 133
- Cameron A.C., Li Jianke, 1994, *MNRAS* 269, 1099
- Chaboyer B., Demarque P. and Pinsonneault M.H., 1993, *ApJ* 441, 865
- Charbonneau P., 1992, in 7th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar System and the Sun, ASP. Conf Series, Vol. 26, eds Giampapa & Bookbinder, p.416
- Charbonneau P., McGregor K.B., 1993, *ApJ* 417, 762
- Covino E. *et al.* 1997 submitted
- Endel A.S., Sofia S., 1978, *ApJ* 220, 279
- Eddington A.S., 1925, *Observatory*, 48, 73
- Edwards S. *et al.* 1993, *AJ* 106, 372
- Forestini M., 1994, *A&A* 285, 473
- Fricke K., 1968, *Z. Astrophys.*, 68, 317
- Goldreich P., Schubert G., 1967, *ApJ*, 150, 571
- Gough D.O., 1991, in *Angular Momentum Evolution of Young Stars*. S. Catalano & J.R. Stauffer, eds, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, NATO ASI Series
- Jones B.F., Fischer D., Shetrone M., Soderblom D.R., 1997, in press
- Kawaler S.D., 1988, *ApJ* 333, 236
- Keppens R., MacGregor K.B., Charbonneau P., 1995, *A&A* 294, 469
- King A.R. & Regev O. 1994, *MNRAS* 268, L69
- Königl A. 1991, *ApJ* 37, L39
- Krishnamurthi A., Pinsonneault M.H., Barnes S., Sofia S., 1997, *ApJ* 480, in press
- Kumar P., Quataert E.J. 1997, *ApJ* 475, 143
- Endel A.S., Sofia S., 1978, *ApJ* 220, 279
- Li Jianke & Collier Cameron A., 1993, *MNRAS* 261, 766
- Matias J., Zahn J.-P., 1997, *A&A*
- Mayor M., Mermilliod J.-C. 1991, in "Angular momentum evolution of young stars", eds S. Catalano and J.R. Stauffer, p.117
- McGregor K.B., Brenner M., 1991, *ApJ* 376, 204
- McGregor K.B., 1991, in "Angular momentum evolution of young stars", eds S. Catalano and J.R. Stauffer, p.315
- Mestel, L., Taylor, R.L., Moss, D.L. 1988, *MNRAS* 231, 873
- Press W.H., 1981, *ApJ*, 245, 286
- Prosser C.F. 1992, *AJ* 103, 488
- Prosser C.F. 1992, *AJ* 107, 422
- Prosser C.F., Stauffer J.R., Caillault J.-P., Balachandran S., Stern R.A., Randich S. 1995 *AJ*, 110, 1229
- Queloz D., Allain S., Mermilliod J.C., Bouvier J., Mayor M., 1997a *A&A* in preparation
- Queloz D., Allain S., Mermilliod J.C., Bouvier J., Mayor M., 1997b in "Cool stars in clusters: magnetic activity and age indicator" in press
- Radick R.R., Thompson D.T., Lockwood G.W., Duncan D.K., Bagget W.E 1987 *ApJ* 321, 459
- Schatzman E., 1962, *Ann Astr* 25, 1
- Schatzman E., 1993, *A&A* 279, 431
- Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S. 1994, *ApJ* 429, 781
- Skumanich A. 1972, *ApJ* 171, 565
- Soderblom D.R., Stauffer J.R., Hudon J.D., Jones B.F., 1993, *ApJS* 85, 315
- Stauffer J.R., Balachandran S., Krishnamurthi A., Pinsonneault M.H., Terndrup D.M., Stern R.A., 1997a, *ApJ*, 475, 87
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Prosser C.F., Randich S., Balachandran S., Patten B.M., Simon T., Giampapa M., 1997b, *ApJ*, 479, 776
- Stauffer *et al.* 1997c, private communication
- Talon S., Zahn J.-P., Maeder A., Meynet G. 1997, *A&A*, in press
- Tassoul M., Tassoul J.-L., 1995, *ApJ*, 440, 789
- Tomczyk S., Schou J., Thompson M.J., 1996, *BAAS*, 188, 69.03
- Weber E.J., Davis L. 1967, *ApJ* 148, 217
- Zahn J.-P. 1992, *A&A* 265, 115
- Zahn J.-P., 1996 *SCORE*, Aarhus, ed. F. Rijpers
- Zahn J.-P., Talon S., Matias J, 1997, *A&A*, in press
- Wichmann R., Bouvier J., Allain S., Krautter J., 1997, *A&A* submitted

5.4 Comparaison entre les tracés évolutifs et les observations

Les principaux résultats des modèles sont présentés sur les figures 5.1 et 5.2. J'y ai représenté les tracés évolutifs depuis l'âge des T Tauri, jusqu'à l'âge du soleil, pour deux temps de couplage différents, trois périodes initiales (4, 8 et 12 jours) et quatre temps de vie des disques pour le tracé avec la période initiale de 8 jours. Pour la période de 4 jours, j'ai tracé la courbe pour le temps de vie de disque minimal, ce qui donne une limite supérieure des vitesses au cours de l'évolution, et pour la période de 12 jours, le temps de vie de disque de 40 millions d'années donne l'enveloppe inférieure des vitesses. Le premier temps de couplage est de 1 millions d'années et permet de simuler une étoile en rotation solide. Le deuxième temps de couplage est de 100 millions d'années et permet un découplage effectif entre le cœur et l'enveloppe jusqu'à l'âge des Pléiades. Les observations sont une compilation des données publiées et des résultats obtenus par ce travail. Les barres horizontales dans les amas sont placées aux vitesses qui correspondent à 10, 20, 50 et 90% des étoiles (voir chap.4, la largeur de la barre des Pléiades reproduit l'erreur sur l'âge de cet amas).

Le comportement général des courbes est le suivant : tant que l'étoile est couplée avec le disque, la période de rotation est constante et, donc, la vitesse décroît avec le rayon. Une fois que le disque est dissipé, la vitesse augmente, jusqu'à l'arrivée sur la séquence principale. Pour un temps de vie de disque donné, la vitesse d'arrivée sur la séquence principale diffère d'un modèle à l'autre. Dans le cas de la rotation solide, toute l'étoile est soumise au freinage, tandis qu'avec un modèle découplé, seule l'enveloppe est ralentie. La bosse, observée sur le modèle avec découplage pendant la phase séquence principale, correspond au moment où le moment cinétique est transféré du cœur vers l'enveloppe (au bout de quelques fois le temps de couplage). De ce fait, la courbe du modèle avec découplage décroît beaucoup moins vite pendant la séquence principale que le modèle en rotation solide. Finalement, toutes les étoiles sont ralenties à l'âge du Soleil. Avec le modèle en rotation solide, la convergence est nette, avec le modèle découplé, il subsiste une dispersion de vitesses.

figure 5.1, la vitesse diffère Les lois de freinage ont été calibrées pour reproduire la vitesse du Soleil.

La figure 5.1 est un modèle de $1 M_{\odot}$ comparé à des observations d'étoiles entre $0,9$ et $1,1 M_{\odot}$. On remarque qu'il est plus facile de reproduire à la fois les rotateurs rapides à l'arrivée sur la séquence principale, et le freinage rapide au début de la séquence principale avec un modèle en rotation solide. Dans le modèle avec découplage, l'étoile est freinée rapidement au tout début de la séquence principale, car seule l'enveloppe est soumise au freinage. Par contre, après un temps égale au temps de couplage (soit 100 millions d'années ici) le cœur commence à "redonner" du moment cinétique à l'enveloppe. Dans l'enveloppe, cet apport de moment cinétique compense la perte par vent, et le freinage cesse pendant environ 1 milliard d'années. Ceci est en contradiction avec les observations car à l'âge des Hyades, toutes les étoiles de type solaire ont déjà ralenti.

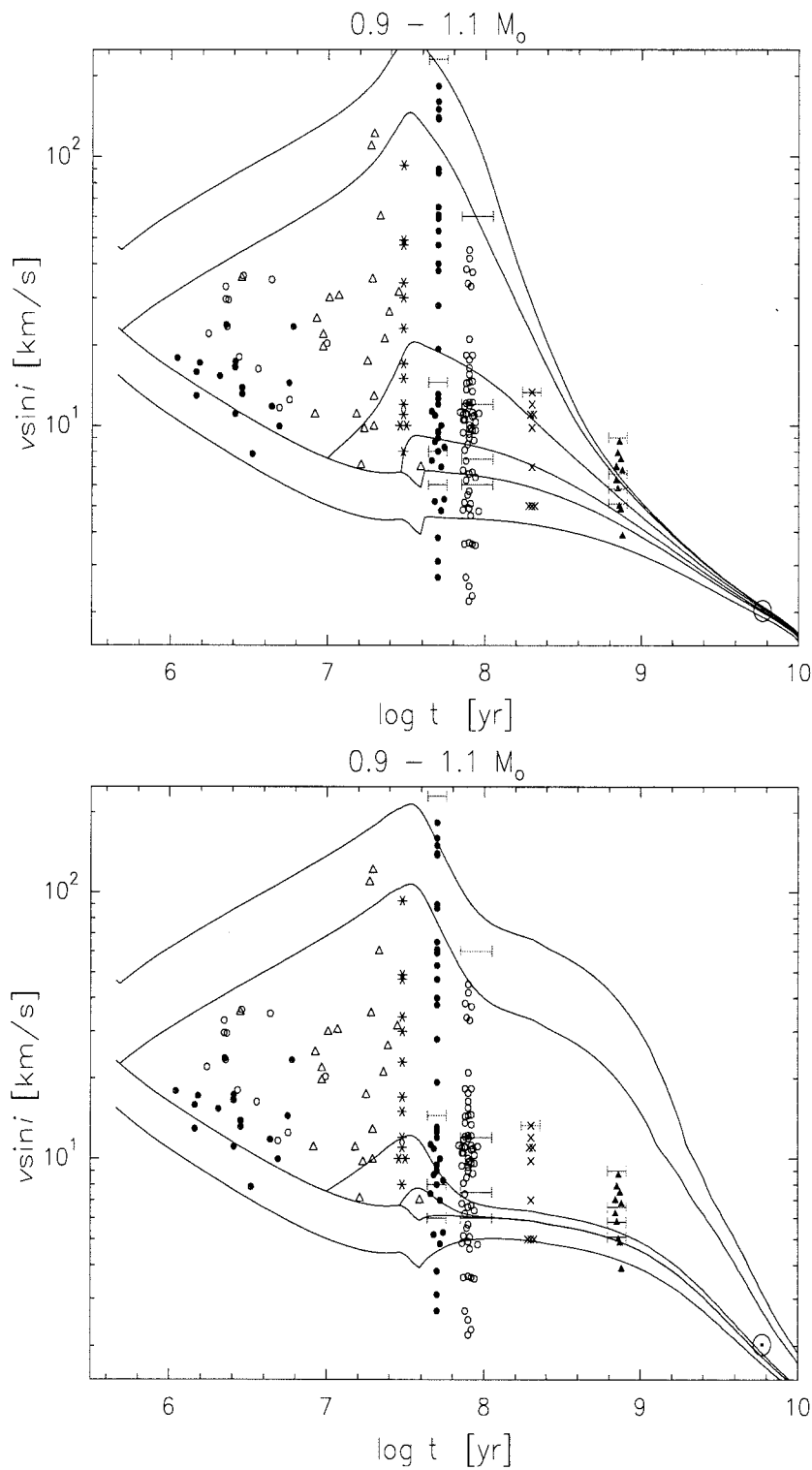


FIG. 5.1 – Comparaison des tracés théoriques aux observations pour $1 M_{\odot}$. La figure du haut est pour $\tau_c = 10^6$ ans, et la figure du bas pour 10^8 ans. Les trois périodes initiales sont 4, 8 et 12 jours. Les quatre temps de vie de disque sont $5 \cdot 10^5$, $10 \cdot 10^6$, $30 \cdot 10^6$ et $40 \cdot 10^6$ ans.

Pour ce qui est des rotateurs lents, on voit qu'il est beaucoup plus facile de reproduire des vitesses inférieures à 10 km.s^{-1} dans les amas jeunes avec un découplage. La raison est que, en rotation solide, le freinage par vent est très peu efficace car il s'applique à l'étoile entière. Il faut donc supposer des temps de vie de disques très longs. Par contre, avec la rotation différentielle, des temps de vie de disques de 10 millions d'années, au maximum, sont nécessaires. Dans les deux modèles les étoiles avec des vitesses en dessous de 6 km.s^{-1} ne sont pas freinées, ce qui correspond bien aux observations. Mais, entre l'âge des Pléiades et celui des Hyades, la rotation solide ralentit les étoiles, tandis que la rotation différentielle les garde à une vitesse constante, en meilleur accord avec les observations.

Les étoiles qui ont des vitesses entre 6 et 10 km.s^{-1} sont, elles, ralenties par la rotation différentielle, alors qu'elles ne le sont pas par la rotation solide. Si on se réfère aux barres horizontales, la rotation différentielle provoque un freinage trop important des étoiles qui tournent à 10 km.s^{-1} par rapport aux observations.

En conclusion, les étoiles qui tournent très lentement semblent mieux reproduits par un modèle en rotation différentielle, tandis que les rotateurs rapides sont bien modélisés par un modèle en rotation solide. Un transfert de moment cinétique très efficace est donc nécessaire pour expliquer les rotateurs rapides. Par contre, dans le cas des rotateurs lents, même un transfert efficace ne peut pas imposer un état de rotation solide à cause de l'importante perte de moment cinétique imposée à ces étoiles par le couplage avec le disque. D'après Krishnamurthi et al. (1997) le transfert est d'autant plus efficace que la vitesse est grande. C'est aussi dans ce sens que vont les descriptions du transport de moment cinétique par diffusion et par ondes internes. Donc, à la fois parce que le transfert est moins efficace, et parce que la perte de moment cinétique à la surface est plus importante, les rotateurs lents sont en rotation différentielle.

Dans le cas des étoiles de $0,8 M_{\odot}$, on voit qu'à l'instar des étoiles plus massives, les rotateurs rapides sont mieux représentés par un modèle en rotation solide. Et, de la même façon, les rotateurs lents sont mieux représentés par un modèle en rotation différentielle. Le modèle avec découplage reproduit même très bien le ralentissement des étoiles entre α Persée et les Pléiades.

5.5 Etude du ralentissement entre α Persée et les Pléiades

Dans cette partie, les courbes obtenues au chapitre 4 sont comparées avec les prédictions des différents modèles. Le but est de ralentir une distribution telle qu'elle est observée à l'âge d' α Persée, et de la faire évoluer jusqu'à l'âge des Pléiades. Pour cela, on procède de la façon suivante. On génère un échantillon d'étoiles dont les vitesses sont réparties suivant la distribution observée d' α Persée. A chaque vitesse on calcule la vitesse correspondante à l'âge des Pléiades (c'est à dire 10^8 ans, voir partie 3.4.2) prédite par le modèle. Et enfin on construit la distribution résultante des vitesses à l'âge des Pléiades.

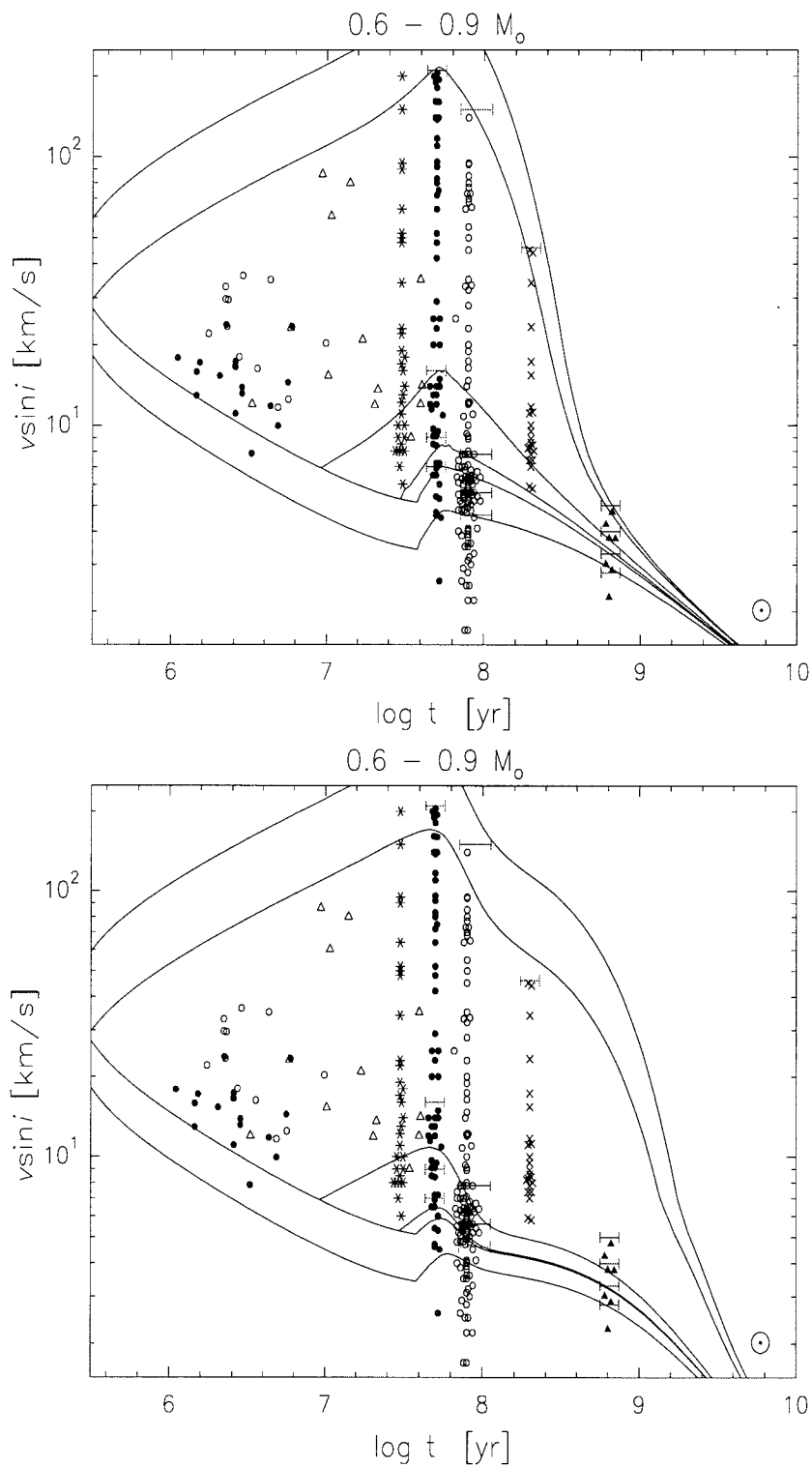


FIG. 5.2 – Comparaison des tracés théoriques aux observations pour $0,8 M_{\odot}$. La figure du haut est pour $\tau_c = 10^6$ ans, et la figure du bas pour 100 millions d'années.

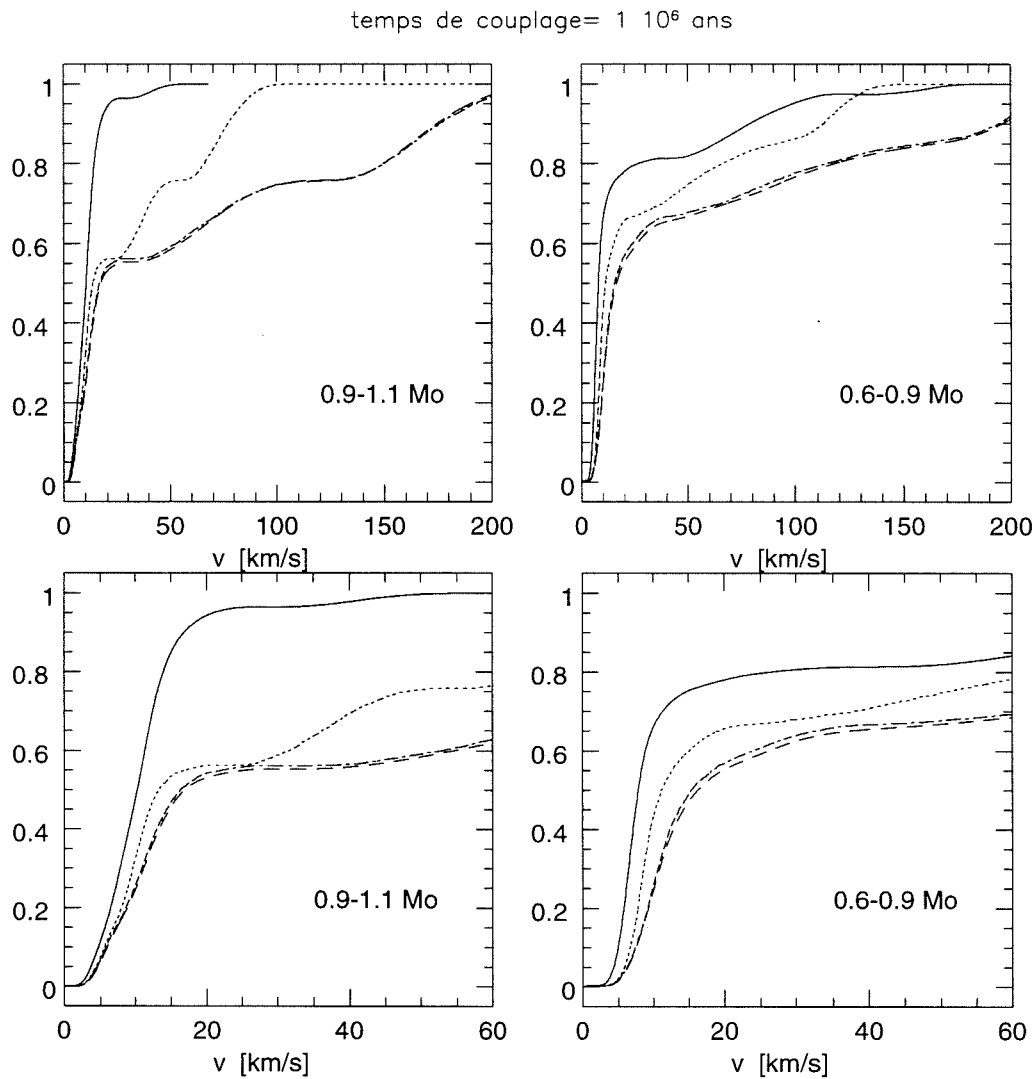


FIG. 5.3 – Comparaison entre les distributions observées inversées et le modèle d'évolution avec un temps de couplage de 10^6 ans. La ligne en tiret représente la distribution observée de α Persée, la ligne plein celle des Pléiades. La ligne en trait-point est l'échantillon de vitesses générés et suit la distribution de α Persée. Enfin, la courbe en pointillés est la courbe calculée par le modèle à l'âge des Pléiades.

Les quatre modèles utilisés dans la partie précédente ont été testés de cette manière : il s'agit des modèles avec des temps de couplage de 1, 20, 100 et 500 millions d'années. Deux domaines de masse sont étudiés : les observations entre $0,9$ et $1,1 M_{\odot}$ sont comparées au modèle de $1 M_{\odot}$. Les observations entre $0,6$ et $0,9 M_{\odot}$ sont comparées au modèle de $0,8 M_{\odot}$.

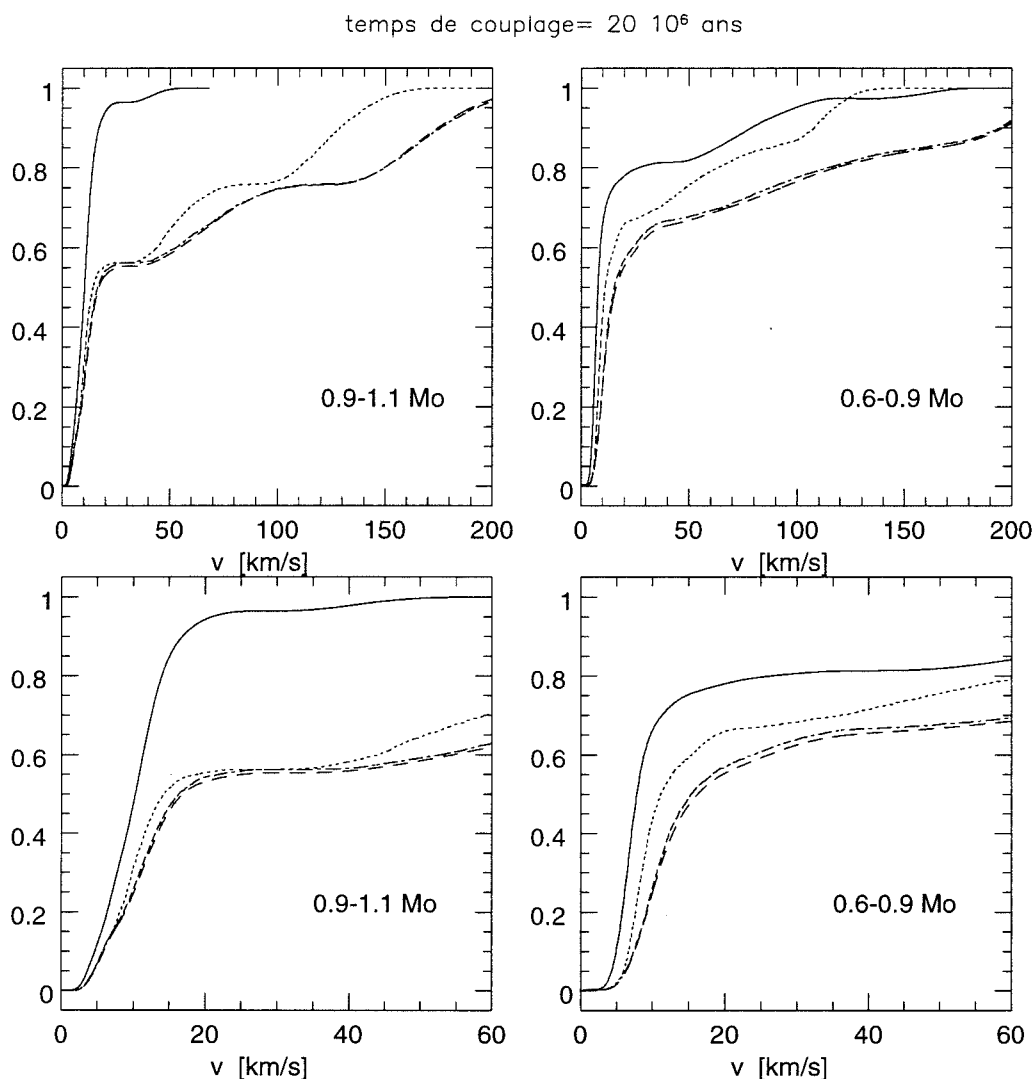


FIG. 5.4 – Même chose que la figure précédente pour $\tau_c = 20$ millions d'années.

5.5.1 Les étoiles de $1 M_{\odot}$

Regardons tout d'abord les courbes pour les étoiles de $1 M_{\odot}$ (figures de gauche sur les figures 5.3, 5.4, 5.5, 5.6).

- 1) Le cas des rotateurs lents (c'est à dire les étoiles d' α Persée dont la vitesse est inférieure à 15 km.s^{-1}) est étonnement simple : seul le modèle avec 100 millions d'années reproduit bien le freinage. Les modèles avec 1 et 20 millions d'années ne les freinent, tandis que le modèle avec 500 millions d'années les ralentit trop
- 2) Les étoiles d' α Persée qui ont des vitesses supérieures à 200 km.s^{-1} ne sont pas assez ralenties par les modèles de 20 et 100 millions d'années. Le modèle en rotation solide

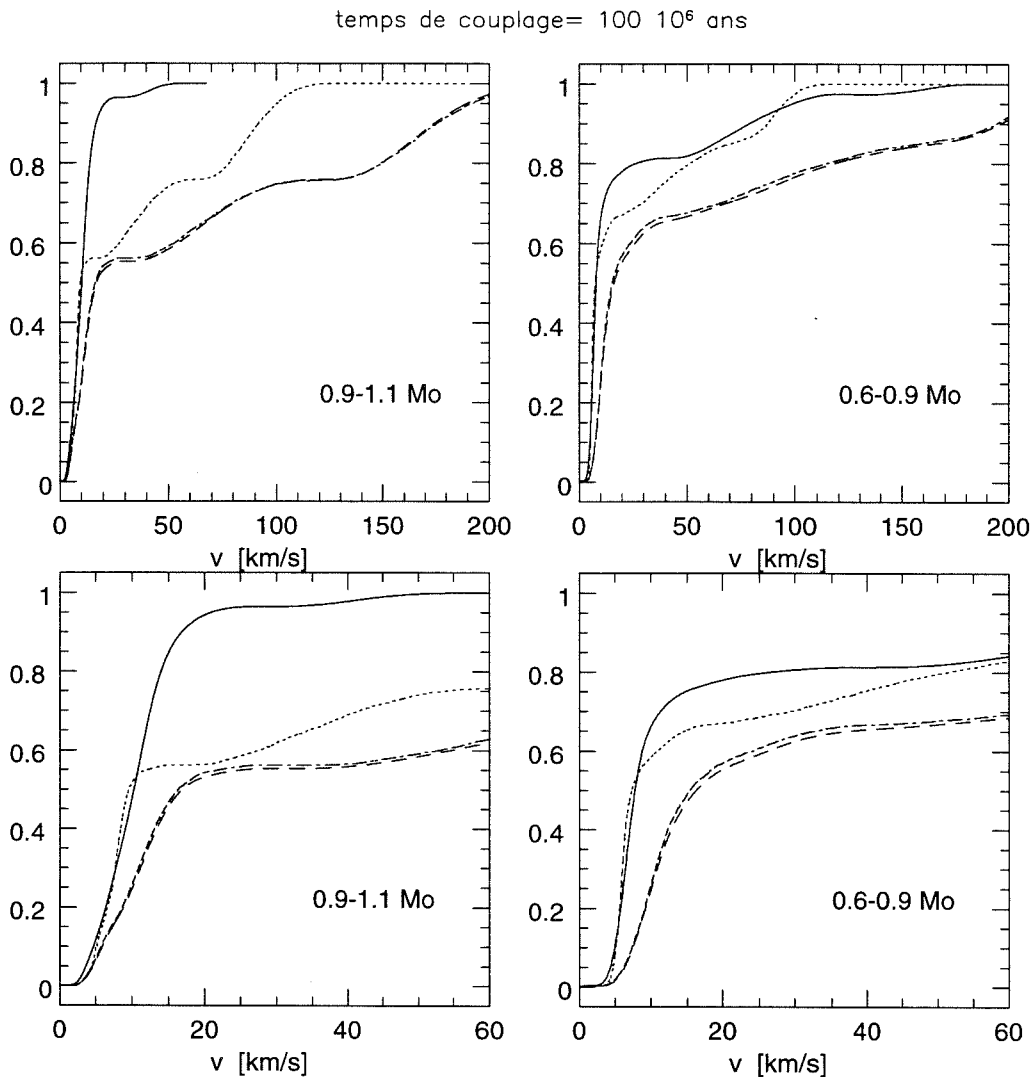


FIG. 5.5 – Même chose que la figure précédente pour $\tau_c = 100$ millions d'années .

atteint des valeurs de 100 km.s^{-1} , alors que le maximum observé dans les Pléiades est de 60 km.s^{-1} . Etant donné le faible nombre d'étoiles, à la fois dans α Persée et les Pléiades, qui font partie de la population des rotateurs rapides, un telle différence n'est pas choquante. Le modèle avec long temps de couplage, produit, lui, un ralentissement suffisant, du moins entre l'âge d' α Persée et celui des Pléiades.

- 3) En fait, d'après les courbes, il semble très difficile de ralentir les étoiles avec des vitesses intermédiaires entre 20 et 200 km.s^{-1} . C'est tout a fait impossible avec des modèles à temps de couplage "moyens" : 20 et 100 millions d'années . Le modèle en rotation solide obtient de meilleurs résultats mais le ralentissement n'est pas suffisant. Le dernier modèle, avec $\tau_c = 500$ millions d'années , est le seul qui ralentisse presque suffisamment

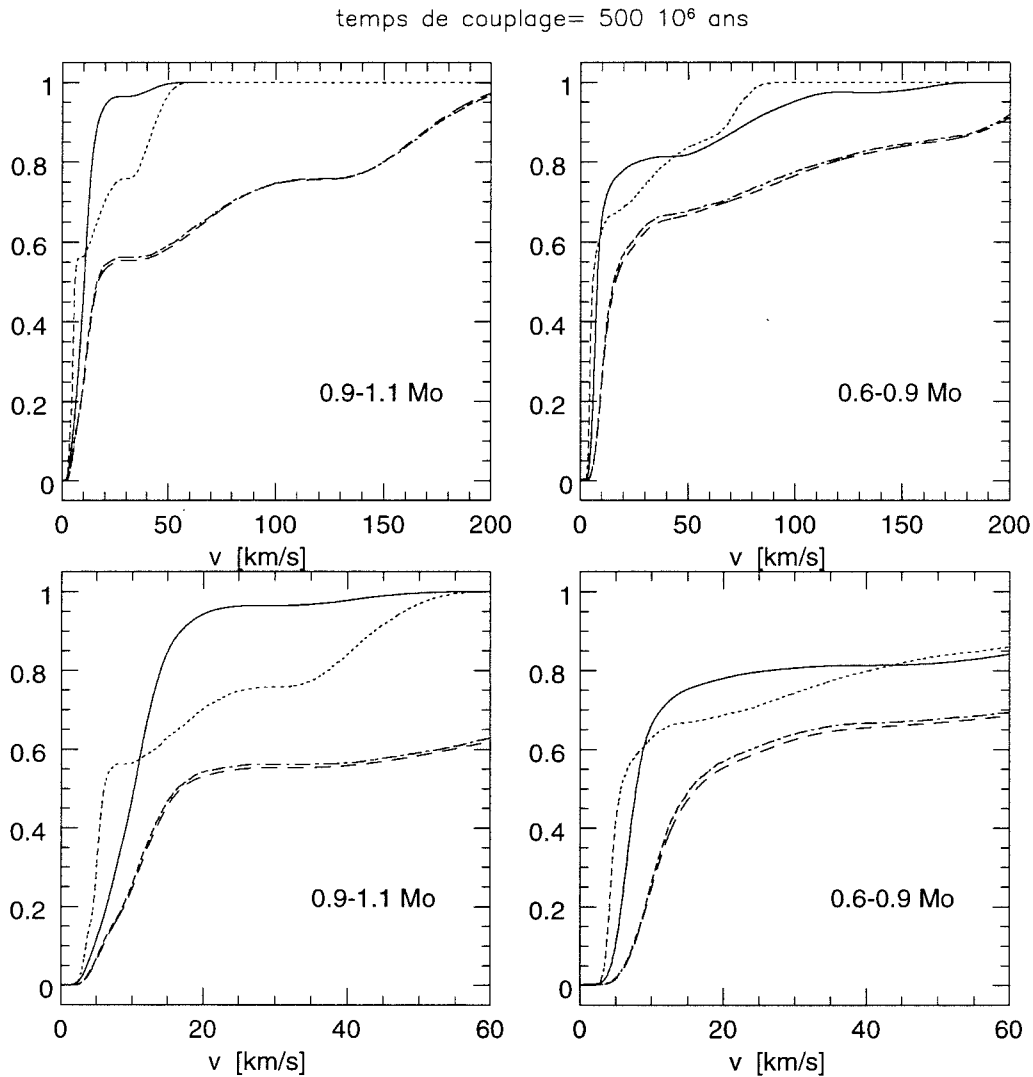


FIG. 5.6 – Même chose que la figure précédente pour $\tau_c = 500$ millions d'années.

ces étoiles (le résultat est inégal suivant les vitesses).

Les conclusions que l'on peut tirer de ces trois points sont les suivantes : les rotateurs lents demandent un temps de couplage de l'ordre de à 100 millions d'années. Pour les vitesses plus grandes que $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, le modèle avec un long temps de couplage est le plus approprié pour reproduire le ralentissement entre α Persée et les Pléiades. Et enfin, le modèle en rotation solide peut reproduire le ralentissement des étoiles très rapides, mais seulement pour les vitesses supérieures à $200 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

5.5.2 Les étoiles de $0,8 M_{\odot}$

Comme pour les étoiles de $1 M_{\odot}$ on peut tirer diverses conclusions des courbes des figures 5.3, 5.4, 5.5, 5.6.

- 1) Les modèles de 1 et 20 millions d'années ne ralentissent pas assez les rotateurs lents (il s'agit ici des vitesses inférieures à 20 km.s^{-1}). Le modèle à temps de couplage long les ralentit trop. Seul le modèle avec $\tau_c = 100$ millions d'années reproduit le freinage adéquat.
- 2) Le freinage des rotateurs très rapides (vitesse supérieure à 200 km.s^{-1}) est bien reproduit par un modèle en rotation solide, ou faiblement découplé ($\tau_c = 20$ millions d'années). Un temps de couplage plus long produit un freinage trop important.
- 3) Le cas des rotateurs intermédiaires est plus facile à résoudre pour les étoiles de $0,8 M_{\odot}$ que pour les étoiles de $1 M_{\odot}$. Les 4 modèles sont plus ou moins en accord avec les observations. Toutefois, le modèle avec $\tau_c = 100$ millions d'années est celui qui les reproduit le mieux.

Reproduire le ralentissement des étoiles de $0,8 M_{\odot}$ est beaucoup plus facile que reproduire le ralentissement des étoiles de $1 M_{\odot}$. L'explication est probablement liée à l'importance du découplage dans les deux cas. Les étoiles moins massives ont une enveloppe convective plus importante et un cœur radiatif réduit. Le moment d'inertie du cœur est alors plus faible, et il en va de même de la quantité de moment cinétique que peut contenir le cœur. Les étoiles moins massives se comportent donc plus comme des corps solides.

A l'instar des étoiles de $1 M_{\odot}$, les rotateurs lents sont eux en rotation différentielle, ce qui confirme que le transfert de moment cinétique est aussi une fonction de la vitesse.

5.6 Conclusions

Dans les deux parties précédentes, les observations et les modèles ont été comparés de deux façons différentes. Dans la première toutes les observations sont utilisées : les T Tauri, les Post T Tauri, les amas jeunes, la séquence principale. Dans la seconde, l'évolution entre les amas jeunes α Persée et les Pléiades est regardée spécifiquement.

Les conclusions obtenues dans les deux cas sont globalement cohérentes, mais, dans le détail, ne sont pas les mêmes. Ceci rend bien compte de la complexité de l'évolution du moment cinétique pour ces étoiles, en particulier les étoiles de $1 M_{\odot}$.

Si on regarde l'évolution complète depuis l'âge des T Tauri jusqu'à l'âge du Soleil, un modèle en rotation solide est le plus approprié pour les rotateurs rapides. Les rotateurs lents, eux, sont bien reproduits par un modèle avec temps de couplage de 100 millions d'années. Par contre si on se concentre sur l'évolution entre α Persée et les Pléiades, un temps de couplage (très) long convient bien au ralentissement des rotateurs rapides, tandis qu'il faut un temps de couplage d'environ 100 millions d'années pour les rotateurs lents.

En ce qui concerne les rotateurs lents, il n'y a pas de contradiction flagrante, parce qu'on peut imaginer un modèle avec un temps de couplage entre 50 et 100 millions d'années, qui n'est pas très différent que 100 millions d'années dans son évolution pré-séquence principale, et ralentit moins les rotateurs lents d' α Persée.

5.7 Les limites du modèle

La première conclusion que l'on peut tirer à propos du transfert de moment cinétique dans les étoiles est que les processus qui contribuent au transport de moment cinétique ne peuvent pas être caractérisés par une description aussi simple que celle présentée ici. Autrement dit, l'efficacité du transfert est relié aux autres paramètres stellaires. Ces paramètres peuvent être : la masse, la taille de la zone convective, la vitesse de rotation de surface et du cœur.

Dans un article récent, Talon et Zahn (1997) ont étudié l'effet des ondes de gravité sur le transfert de moment cinétique et son évolution au cours de la séquence principale pour une étoile de $1 M_{\odot}$. D'après leurs simulations, une étoile de $1 M_{\odot}$ se comporte comme une étoile en rotation solide pendant la phase séquence principale, et ce parce que la zone convective est suffisamment importante pour induire des ondes internes qui extraient efficacement le moment cinétique du cœur. Par contre, à l'arrivée sur la séquence principale, ces ondes cessent d'être efficaces, et dans les premiers temps du ralentissement séquence principale, l'étoile se conduit comme dans le cas d'un découplage total entre le cœur et l'enveloppe. C'est seulement vers 200 millions d'années que l'extraction de moment cinétique devient efficace.

Dans cette description de l'évolution de la rotation pour une étoile de $1 M_{\odot}$, deux points sont en accord avec les observations : 1) la rotation solide pendant la pré-séquence principale est nécessaire pour expliquer l'existence des rotateurs rapides et 2) le ralentissement des rotateurs rapides entre l'âge d' α Persée et celui des Pléiades, soit avant 100 millions d'années est bien reproduit par un modèle très découplé ($\tau_c = 500$ millions d'années).

D'autres limites sont également à prendre en compte.

Dans quelle mesure la loi de freinage paramétrisée par Kawaler est-elle exacte? La loi de Weber-Davis est communément utilisée comme limite supérieure à ce que peut être la perte de moment cinétique, parce qu'il est calculé dans le plan équatorial. C'est la seule contrainte "théorique" utilisée. De nouveaux travaux sont en cours pour mieux comprendre le freinage magnétique. De plus Kawaler s'est appuyé sur plusieurs hypothèses, en particulier la linéarité de la loi dynamo. Or la dynamo stellaire est loin d'être comprise et "modélisable"

L'effet du couplage magnétique avec le disque est également grossièrement décrit par une période constante.

Enfin, la description qui consiste à supposer que le temps de couplage est constant au cours de l'évolution des étoiles est pratique mais loin d'être réaliste. D'après les différents travaux théoriques et de modélisation, le temps de couplage dépend de la vitesse de surface ou du gradient de vitesse à l'intérieur de l'étoile. Le point faible le plus marquant est donc de

supposer que l'évolution d'une étoile qui tourne à 150 km.s^{-1} dans α Persée, et est ralentie à moins de 50 km.s^{-1} dans les Pléiades peut être décrite par un temps de couplage unique. Les changements, à la fois de vitesse de surface et de gradient de vitesse, sont certainement à l'origine de changements importants dans le transport de moment cinétique, que ce soit dans les mécanismes dominant de transfert, ou dans la quantité transférée. Il est probable que la difficulté à reproduire le freinage de rotateurs intermédiaires provient de là.

Enfin, dans quelle mesure les observations d'étoiles, à différents âges et dans différents amas, permettent-elles de comprendre l'évolution d'une étoile unique?

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Depuis une vingtaine d'année, la rotation est devenue un élément clé de la compréhension de l'évolution des étoiles de faible masse de la pré-séquence principale. Ces objets, sièges de phénomènes complexes depuis leur naissance jusqu'à leur phase séquence principale ne peuvent être compris sans la rotation, tant celle-ci est étroitement liée à l'évolution, à l'environnement circumstellaire, à l'accrétion et à la perte de matière (sous forme de jets ou de vents), au champ magnétique, à la masse et à l'âge de l'étoile. Mais c'est seulement depuis quelques années que la rotation d'un échantillon important d'étoiles est suffisamment bien connue pour en faire des études approfondies. En particulier, les efforts ont été menés pour comprendre la rotation des T Tauri, des étoiles des amas jeunes à l'arrivée sur la séquence principale, et des étoiles de la séquence principale.

Les étoiles T Tauri, âgées de quelques millions d'années tournent toutes à des vitesses modérées comprises entre 10 et 30 km.s⁻¹. Ces vitesses sont le résultat d'un freinage protostellaire provoqué probablement par l'éjection de matière à grande vitesse dans les jets. Les T Tauri qui ont encore leur disque tournent à une vitesse constante, par couplage entre la magnétosphère de l'étoile et son disque. Par contre, celles qui ont perdu leur disque évoluent librement et accélèrent alors qu'elles se contractent sur leur trajet pré-séquence principale. On observe ainsi dans les amas jeunes, à l'arrivée sur la séquence principale, un grand nombre d'étoiles avec des vitesses très faibles (inférieures à 20 km.s⁻¹) tandis qu'un petit nombre d'étoiles ont des vitesses réparties entre 20 et 150–200 km.s⁻¹. Plus tard sur la séquence principale, toutes les étoiles sont ralenties par un vent magnétique stellaire et atteignent une vitesse de quelques km.s⁻¹ qui est fonction de la masse de l'étoile.

Le but de ce travail était double : d'une part étendre l'échantillon de vitesses connues en mesurant les vitesses de rotateurs lents à l'arrivée sur la séquence principale et les vitesses des objets appelés Post TTS. D'autre part, ces nouvelles données apportant de précieuses contraintes, l'étape suivante était de développer un modèle d'évolution du moment cinétique.

Tout d'abord, la détection de périodes de rotation d'étoiles de l'amas α Persée, âgé de 50 millions d'années, a permis de mesurer pour la première fois les vitesses de rotation

d'étoiles tournant très lentement. Ces observations nous ont appris qu'il existait en réalité très peu d'étoiles avec des vitesses de rotation inférieures à 6 km.s^{-1} . Ce premier résultat posait une limite inférieure des vitesses à l'arrivée sur la séquence principale, c'est à dire une limite supérieure sur le temps de vie des disques. Dans le Caméléon, une région de formation d'étoiles de l'hémisphère sud, l'analyse de spectres à haute-résolution par la méthode de la corrélation numérique a été menée pour mesurer les $v \sin i$. Parmi ces étoiles, intermédiaires entre les T Tauri et l'arrivée sur la séquence principale, les vitesses sont étalées entre quelques km.s^{-1} et plus de 100 km.s^{-1} , avec un maximum entre 10 et 15 km.s^{-1} . Ces observations montrent pour la première fois l'accélération pré-séquence principale avec l'âge.

Des campagnes d'observations ont été menées dans les amas des Pléiades et α Persée avec le spectrographe ELODIE. Les données, ajoutées à celles obtenues avec CORAVEL et de la littérature forment un échantillon complet des vitesses de rotation pour les deux amas, pour des masses comprises entre 0,6 et $1,1 M_{\odot}$. Dans ce domaine de masse, les distributions de vitesses observées ($v \sin i$) ont été construites et inversées par une méthode statistique pour en retirer les distributions de vitesses équatoriales. Ces premières déterminations de distributions de vitesses équatoriales dans les amas jeunes apportent des contraintes fortes sur l'évolution des étoiles entre α Persée et les Pléiades.

J'ai également développé un modèle d'évolution du moment cinétique des étoiles de faible masse. Le problème du modèle qui suppose que les étoiles tournent en rotation solide tout au long de leur évolution est d'expliquer le grand nombre de rotateurs lents dans les amas jeunes. Il est nécessaire de supposer des temps de vie de disques maximaux de 30 millions d'années, alors qu'on observe aucun disque autour des étoiles âgées de plus de 10 millions d'années. Les modèles en rotation différentielle expliquent aisément les rotateurs lents, car seule l'enveloppe est soumise au freinage magnétique. Par contre, dans ces modèles, les étoiles n'atteignent jamais les grandes vitesses observées à l'arrivée sur la séquence principale et ne sont pas suffisamment freinées sur la séquence principale. Ou alors, si l'enveloppe est suffisamment freinée, c'est que le cœur conserve encore une grande partie du moment cinétique initial pendant la phase séquence principale, ce qui est incompatible avec les résultats de l'héliosismologie.

A partir d'un modèle traitant les étoiles en rotation solide, j'ai ajouté une description paramétrique du découplage cœur-enveloppe, et ceci afin de comprendre l'effet de la rotation différentielle sur l'étoile. Le modèle suppose que 1° les étoiles qui ont un disque gardent une période de rotation constante, 2° le cœur et l'enveloppe tournent en rotation solide, 3° les échanges de moment cinétique entre les deux zones se font avec un temps caractéristique τ_c , paramètre libre du modèle et 4° les étoiles sont soumises à un freinage magnétique proportionnel à Ω^3 pour les rotateurs lents, à Ω^2 pour les rotateurs intermédiaires et Ω pour les grands rotateurs. Les conclusions sont les suivantes : l'évolution des étoiles rotateurs lents est compatible avec un modèle qui suppose un temps de découplage de 100 millions d'années, par contre les rotateurs rapides peuvent être assimilés à des corps solides. Une étude spécifique

du ralentissement entre α Persée et les Pléiades pose toutefois de sérieux problèmes à cette description de l'évolution du moment cinétique. En fait il semble que seul un fort découplage (avec un temps caractéristique de 500 millions d'années) est capable de reproduire le ralentissement au début de la séquence principale pour les étoiles qui tournent à plus de 20 km.s^{-1} . Le problème est alors d'expliquer comment le moment cinétique du cœur est évacué entre l'âge des Pléiades et celui du Soleil.

Dans ce contexte, le développement de la théorie de transfert de moment cinétique par ondes internes est prometteur car ce processus semble suffisamment efficace pour reproduire le profil rotationnel du Soleil. Mais, du travail est encore nécessaire pour comprendre tous les points de l'évolution du moment cinétique. Les théories de transfert de moment cinétique dans les zones radiatives, et aussi de perte de moment cinétique à la surface sont à affiner. D'un point de vue observationnel, l'étude de nouveaux amas, à des âges différents d' α Persée et des Pléiades permettra de construire une séquence évolutive de la rotation en fonction de la masse. Il est en particulier important de contraindre la fin du ralentissement séquence principale, et donc d'étudier des amas ayant des âges intermédiaires entre les Pléiades et les Hyades.

L'étude de la rotation ne se limite pas simplement aux âges et masses considérés ici. Un modèle d'évolution du moment cinétique, pour être consistant, doit pouvoir expliquer la vitesse d'une étoile tout au long de sa vie. C'est pourquoi l'étude de la rotation des étoiles géantes donnerait une vue d'ensemble du problème de la rotation. D'autre part, le développement des instruments et des techniques permet d'envisager les mesures de rotation d'étoiles de très faibles masses (en dessous de $0,5 M_{\odot}$). La physique de ces objets est également de mieux en mieux connue. Il est probable que dans les années qui viennent, des modèles d'évolution seront suffisamment développés pour pouvoir construire l'évolution rotationnelle des étoiles de très faible masse, et, pourquoi pas, des naines brunes?

Références bibliographiques

LIVRES:

- . "Stellar Surface Structure", 1996, eds. K.G. Strassmeier et J.L. Linsky, IAU Symposium No 176, Kluwer Academic Publishers
- . "Angular momentum evolution of young stars", 1991, eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers

ARTICLES:

- . ALLAIN S., BOUVIER J., PROSSER C.F., MARSCHALL L.A., LAAKSONEN B.D., 1996, *Astronomy and Astrophysics*, 305, 498
- . ALLAIN S., MAYOR M., QUELOZ D., FERNÁNDEZ M., MARTÍN E.L., BOUVIER J., MERMILLIOD J.C., 1996, dans le 9^e Cambridge Workshop "Cool Stars, Stellar Systems and the Sun", ASP Conference Series, eds R. Pallavicini et A.K. Dupree
- . ALLAIN S., QUELOZ D., BOUVIER J., MERMILLIOD J.C., MAYOR M., 1997, dans "Cool stars in clusters and associations: activity and age indicator", eds. Pallavicini, sous presse
- . ALLAIN S., 1997, *Astronomy and Astrophysics*
- . ANDRÉ P., 1995, dans "Astrophysics and space sciences", Kluwer academic publisher, vol 224, p. 29
- . ANDRÉ P., 1996, dans "The cold universe", eds T. MONTMERLE, C.J. LADA, I.F. MIRABEL et J. TRÂN THANH VÂN (Editions Frontières, Gif/Yvette), p. 179
- . ALCALÁ J.M., KRAUTTER J., SCHMITT J.H.M.M., COVINO E., WICHMANN R., MUNDT R., 1995, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 114, 109
- . ALCALÁ J.M., TERRANEGRA L., WICHMANN R., CHAVARRIA K.C., KRAUTTER J., SCHMITT J.H.M.M., MORENO-CORRAL M.A., DE LARA E., WAGNER R.M., 1996 *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 119, 7
- . ALCALÁ J.M., KRAUTTER J., COVINO E., NEUHÄUSER R., SCHMITT J.H.M.M., WICHMANN R., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 319, 184
- . ARMITAGE P.J., CLARKE C.J., 1995, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 280 458,

- . ARTYUKHINA N.M., KALININA E., 1970, Tr.Shternberg Astr.Inst., 39, 111
- . ATTRIDGE J.M., HERBST W., 1992, *Astrophysical Journal letters* , 398, L61
- . BALACHANDRAN S., LAMBERT D., STAUFFER J.R., 1988, *Astrophysical Journal* , 333, 267
- . BALIUNAS S.L., HARTMANN L., NOYES R.W., VAUGHAN H., PRESTON G.W., FRAZER J., LANNING H., MIDDELKOOP F., MIHALAS S., 1983, *Astrophysical Journal* , 275, 752
- . BARAFFE I., CHABRIER G., ALLARD F., HAUSCHILDT P.H., 1995 *Astrophysical Journal* , 446, L35
- . BARNES S., SOFIA S., 1996 *Astrophysical Journal* , 462, 746
- . BASRI G., 1997, dans "*Cool stars in clusters and associations: activity and age indicator*", eds. Pallavicini, sous presse
- . BENZ W., MAYOR M., 1981, *Astronomy and Astrophysics* , 93, 235
- . BENZ W., MAYOR M., MERMILLIOD J-C., 1984, *Astronomy and Astrophysics* , 138, 93
- . BERTOUT C., 1989, *Annual review of Astronomy and Astrophysics* 27,351
- . BODENHEIMER P., 1991, dans "*Angular momentum evolution of young stars*", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers, p. 1
- . BONTEMPS S., ANDRÉ P., TEREBY S., CABRIT S., 1996, *Astronomy and Astrophysics*
- . BOUVIER J., BERTOUT C., BENZ W., MAYOR M., 1986, *Astronomy and Astrophysics* , 165, 110
- . BOUVIER J., 1990, *Astronomical Journal* , 99, 946
- . BOUVIER J., 1991, dans "*Angular momentum evolution of young stars*", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers, p. 41
- . BOUVIER J., CABRIT S., FERNANDEZ M., MARTIN E.L., MATTHEWS J.M., 1993, *Astronomy and Astrophysics* , 272, 167
- . BOUVIER J., COVINO E., KOVO O., MARTIN E.L., MATTHEWS J.M., TERRANEGRA L., BECK S.C., 1995, *Astronomy and Astrophysics* , 299, 89
- . BOUVIER J., 1994, dans le 8^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar System and the Sun*", ASP Conf. Series, Vol. 64, ed. J-P. Caillaut, p. 151
- . BOUVIER J., FORESTINI M., 1994, dans le 10^e colloque de l'IAP, "*Circumstellar disk and planetary formation*", ed. R. Ferlet
- . BOUVIER J., RIGAUT F., NADEAU D. 1997, *Astronomy and Astrophysics* , 323, 319
- . BOUVIER J., FORESTINI M., ALLAIN S., 1997, à paraître dans *Astronomy and Astrophysics*
- . CARKNER L., FEIGELSON E.D., KOYANA K., MONTMERLE T., REID I.N., 1995 *Astrophysical Journal*
- . CASANOVA S., MONTMERLE T., FEIGELSON E.D., ANDRÉ P., 1995, *Astrophysical Journal* , 439, 752
- . CHANDRASEKHAR S., MÜNCH G., 1950, *Astrophysical Journal* , 111,142

- . CHARBONNEAU P., 1992, dans le 7^e Cambridge Workshop "Cool Stars, Stellar System and the Sun", ASP Conf. Series, Vol. 26, eds Giampapa & Bookbinder, p. 416
- . CHOI P., HERBST W., 1996 *Astronomical Journal* , 111, 283
- . CHOUDHOURI A.R., 1990 *Astrophysical Journal* , 355, 733
- . CHRISTENSEN-DALSGAARD J., 1984, dans le 3^e Cambridge Workshop "Cool Stars, Stellar System and the Sun", ASP Conf. Series, eds Baliunas et Hartmann, p. 145
- . CAMERON A.C., CAMPBELL C.G., 1993, *Astronomy and Astrophysics* , 274, 309
- . COLLIER CAMERON A., JIANKE L., 1994 *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*
- . COVINO E., ALCALÁ J.M., ALLAIN S., BOUVIER J., TERRANEGRA L., KRAUTTER J., 1997, à paraître dans *Astronomy and Astrophysics*
- . CUNHA K., SMITH V.V., LAMBERT D.L., 1995, *Astrophysical Journal* , 452, 634
- . D'ANTONA F., 1993, 1993, dans "Inside the Stars", IAU Symposium n° 137, eds. W.W. Weiss et A. Baglin, PASPC, p. 295
- . D'ANTONA F., MAZITELLI I., 1994, *Astrophysical Journal Supplement Series* , 90, 467
- . DELFOSSE X., FORVEILLE T., PERRIER C., MAYOR M., 1997, à paraître dans *Astronomy and Astrophysics*
- . DELUCA E.E., GILMAN P.A., 1991, dans "Solar interiors and atmospheres", eds A.N. Cox, W.C. Livingston et S. Matthews (Tucson: university of Arizona Press), p. 275
- . DONAHUE R.A., SAAR S.H., BALIUNAS S.L., 1996, *Astrophysical Journal* , 466, 384
- . DUNCAN D.K., 1981, *Astrophysical Journal* , 248, 651
- . DUNCAN D.K., JONES B.F., 1983, *Astrophysical Journal* , 271, 663
- . DUPREE A.K., 1986, *Annual review of Astronomy and Astrophysics* , 24, p. 377
- . DURNEY B.R., ROBINSON R.D., 1982 *Astrophysical Journal* , 253, 290
- . DWORETSKY M.M., 1983, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 203, 917
- . EDWARDS S., STROM S.E., HARTIGAN P., STROM K.M., HILLENBRAND L.A., HERBST W., ATTRIDGE J., MERRILL K. M., PROBST R., GATLEY I., 1993 *Astronomical Journal* , 106, 372
- . EDWARDS S., HARTIGAN P., GHANDOUR L., ANDRULIS C., 1994, *Astronomical Journal* , 108, 1056
- . EDWARDS S., 1995, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica* , 1, 309
- . EGGEN O.J., 1985, *Astronomical Journal* , 90, 74
- . ENDAL A.S., SOFIA S., 1978, *Astrophysical Journal* , 220, 279
- . ENDAL A.S., SOFIA S., 1981, *Astrophysical Journal* , 243, 625
- . FEIGELSON E.D., KRISS G.A., 1983, *Astronomical Journal* , 88, 431

- . FEIGELSON E.D., 1984, dans le 3^e Cambridge Workshop "Cool Stars, Stellar System and the Sun", ASP Conf. Series, eds Baliunas et Hartmann, p. 27
- . FEIGELSON E.D., GIAMPAPA M.S., VRBA F.J., 1991, dans "The Sun in time", University of Arizona Press, p. 658
- . FERREIRA J., PELLETIER G., 1995, *Astronomy and Astrophysics* , 295, 807
- . FERREIRA J., PELLETIER G., APPL S., 1997, dans "Herbig-Haro flows and the birth of low-mass stars", IAU Symposium No. 182, eds. B. Reipurth et C. Bertout, Kluwer Academic Publishers
- . FORESTINI M., 1994, *Astronomy and Astrophysics* , 285, 473
- . GAIGÉ Y., 1992, *Astronomy and Astrophysics* 269 267
- . GAIGÉ Y., 1994, Thèse de doctorat, université de Toulouse
- . GARCÍA LÓPEZ R.J., REBOLO R., MARTÍN E.L., 1994, *Astronomy and Astrophysics* 282, 518
- . GIESKING F., 1985, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* , 61, 75
- . GHOSH P., Lamb F.K., 1979, *Astrophysical Journal* , 234, 296
- . GOUGH D.O., 1991, dans "Angular momentum evolution of young stars", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers, p. 271
- . GRAY D.F., 1976, "The observation and analysis of stellar photospheres", Wiley&Sons, Inc.
- . GRAY D.F., 1984, *Astrophysical Journal* , 281, 719
- . GUENTHER D.B., DEMARQUE P., KIM Y.C., PINSONNEAULT M.H., 1992, *Astrophysical Journal* , 387, 372
- . HARTMANN L.W., HEWETT R., STAHLER S., MATHIEU R.D., 1986, *Astrophysical Journal* , 309, 275
- . HARTMANN L.W., SODERBLUM D.R., STAUFFER J.R., 1987, *Astronomical Journal* , 93 907,
- . HARTMANN L.W., STAUFFER J.R., 1989, *Astronomical Journal* , 97, 873
- . HARTMANN L.W., HEWETT R., CALVET N., 1994, *Astrophysical Journal* , 426, 669
- . HERBIG G.H., 1962, *Advance in Astronomy and Astrophysics*, 1, 47
- . HERBIG G.H., VRBA F.J., RYDGREN A.E., 1986, *Astronomical Journal* , 91, 575
- . HERTZSPRUNG E., 1947, *Annales Leiden Observatory*, 191, 1
- . HEYER M.H., 1988, *Astrophysical Journal* , 324, 311
- . HOWELL S.B., MITCHELL K.J., WARNOCK A., 1988, *Astronomical Journal* , 93, 1264
- . HUGHES J., HARTIGAN P., 1992, *Astronomical Journal* , 104, 680
- . KENYON et HARTMANN L.W., 1995, *Astrophysical Journal Supplement Series* , 101, 117
- . JIANKE L., COLLIER CAMERON A., 1993, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 261, 766
- . JOHNSON H.L, MITCHELL R.I., 1958 *Astrophysical Journal* , 128, 31

- . JONCOUR I., BERTOUT C., MÉNARD F., 1994, *Astronomy and Astrophysics* , 285, L25
- . JONES B.F., 1981, *Astronomical Journal* , 86, 290
- . JONES B.F., PROSSER C.F., 1996, *Astronomical Journal* , 111, 1193
- . JONES B.F., HERBIG G.H., 1979, *Astronomical Journal* , 84, 1872
- . JOY A.H., 1945, *Astrophysical Journal* , 102, 168
- . KAWALER S.D., 1988, *Astrophysical Journal* , 333, 236
- . KRAFT R.P., 1970, dans "*Spectroscopic Astrophysics*", ed. G. Herbig, UPniversity of California Press, p. 385
- . KRAUTTER J., 1996, dans le 9^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*", ASP Conference Series, eds R. Pallavicini et A.K. Dupree, p. 395
- . KRAUTTER J., WICHMANN R., SCHMITT J.H.M.M., ALCALÁ J.M., NEUHÄUSER R., TERRANEGRA L., 1997, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* , 123, 329
- . KRISHNAMURTHI A., PINSONNEAULT M.H., BARNES S., SOFIA S., 1997, *Astrophysical Journal* , 480, 303
- . LADA C.J., 1985, *Annual review of Astronomy and Astrophysics* , 23, 267
- . LAVALLEY C., CABRIT S., DOUGADOS C., FERRUIT P., BACON R., 1997, *Astronomy and Astrophysics* , sous presse
- . LAWSON W.A., FEIGELSON E.D., HUENEMOERDER D.P., 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 280, 1071
- . MACGREGOR K.B., BRENNER M., 1991, *Astrophysical Journal* , 376, 204
- . MACCAUGHREAN M.J., RAYNER J.T., ZINNECKER H., 1994, *Astrophysical Journal letters* , 436, L189
- . MACCAUGHREAN M.J., O'DELL C.R., 1996, *Astrophysical Journal* , 113, 2960
- . MARCY G.W., DUNCAN D.K., COHEN R.D., 1985, *Astrophysical Journal* , 288, 259
- . MARTÍN E.L., REBOLO R., MAGAZZÙ A., PAVLENKO Ya.V., 1994, *Astronomy and Astrophysics* , 282 503
- . MARTÍN E.L., ZAPATERO-OSORIO M.R., REBOLO R., 1996, dans le 9^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*", ASP Conference Series, eds R. Pallavicini et A.K. Dupree, p. 615
- . MARTÍN E.L., CLARET A., 1996, *Astronomy and Astrophysics* , 306 408
- . MATIAS J., ZAHN J.-P., 1997, *Astronomy and Astrophysics*
- . MAYOR M., MERMILLIOD J.-C., dans "*Angular momentum evolution of young stars*", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishersp. 117
- . MERMILLIOD J.-C., 1981, *Astronomy and Astrophysics* , 97, 235
- . MERMILLIOD J.-C., 1986, *Bulletin d'information du CDS*, 31, 175

- . MESTEL L., TAYLOR R.L., MOSS D.L., 1988, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* , 231, 873
- . MONTMERLE T., FEIGELSON E.D., BOUVIER J., ANDRE P., 1993, dans "*Protostars and planets III*", , p. 689
- . MOSS D., BRANDENBOURG A., TUOMINEN I., 1991 *Astronomy and Astrophysics* , 247, 576
- . MUNDT R., 1988, dans "*Formation and evolution of low-mass stars*", eds Dupree et Lago, p. 257
- . PARKER E.N., 1955 *Astrophysical Journal* , 122, 293
- . PATTEN B.M., SIMON T., 1996, *Astrophysical Journal Supplement Series* , 106, 489
- . PELS G., OORT J.H., PELS-KLUYVER H.A., 1975, *Astronomy and Astrophysics* , 43, 423
- . PINSONNEAULT M.H., KAWALER S.D., SOFIA S., DEMARQUE P., 1989, *Astrophysical Journal* , 338, 424
- . PINSONNEAULT M.H., KAWALER S.D., DEMARQUE P., 1990, *Astrophysical Journal Supplement Series* , 74, 501
- . PROSSER C.F., STAUFFER J.R., KRAFT R.P., 1991, *Astronomical Journal* , 101, 136
- . PROSSER C.F., 1993, *Astronomical Journal* , 105, 1441
- . PROSSER C.F., 1994, *Astronomical Journal* , 107, 1422
- . PROSSER C.F., STAUFFER J.R., CAILLAULT J.-P., BALACHANDRAN S., STERN R.A., RANDICH S., 1995, *Astronomical Journal* , 110, 1229
- . QUELOZ D., 1994, in IAU symposium 167, Ed. A.G Davis Philip
- . QUELOZ D., 1995, Thèse de l'université de Genève
- . QUELOZ D., ALLAIN S., MERMILLIOD J-C., BOUVIER J., MAYOR M., 1997, dans "*Cool stars in clusters and associations: activity and age indicator*", eds. Pallavicini, sous presse
- . QUELOZ D., ALLAIN S., MERMILLIOD J-C., BOUVIER J., MAYOR M., 1997, en préparation
- . RADICK R.R., THOMPSON D.T., LOCKWOOD G.W., DUNCAN D.K., BAGGET W.E., 1987, *Astrophysical Journal* , 321, 459
- . RANDICH S., SCHMITT J.H.M.M., PROSSER C.F., STAUFFER J.R., 1996, *Astronomy and Astrophysics* , 305, 785
- . REIPURTH B., 1989, ESO Workshop "*Low-mass stars formation and pre-main sequence objects*", eds. Reipurth, p247
- . REIPURTH B., 1991, dans "*The physics of star formation and early stellar evolution*", eds Lada et Kylafis, NATO ASI Series, p. 497
- . REIPURTH B., 1997, dans "*Herbig-Haro flows and the birth of low-mass stars*", IAU Symposium No. 182, eds. B. Reipurth et C. Bertout, Kluwer Academic Publishers, p. 3
- . ROBERTS D.H., LEHAR J., DREHER J.W., 1986, *Astronomical Journal* , 93, 968
- . ROXBURGH I.W., dans "*Angular momentum evolution of young stars*", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers, p. 83

- . SCARGLE J.D., 1982, *Astrophysical Journal* , 263, 835
- . SCHATZMAN E., 1962, *Ann Astr* 25, 1
- . SCHATZMAN E., 1989, dans "*Rotation and mixing in stellar interiors*, Lecture notes in physics, eds. M.-J. Goupil et J.-P. Zahn, Springer Verlag
- . SCHATZMAN E., 1993, *Astronomy and Astrophysics* , 279, 431
- . SHU F.H., 1987, *Annual review of Astronomy and Astrophysics* , vol. 25, p. 23
- . SHU F.H., SHANG H., 1997, dans "*Herbig-Haro flows and the birth of low-mass stars*", IAU Symposium No. 182, eds. B. Reipurth et C. Bertout, Kluwer Academic Publishers
- . SIESS L., 1996 Thèse de Doctorat, Université Diderot – Paris 7
- . SIESS L., FORESTINI F., DOUGADOS C., 1997, *Astronomy and Astrophysics* , sous presse
- . SKUMANICH A., 1972, *Astrophysical Journal* , 171, 565
- . SMITH M.A., 1979, *Publications of the astronomical Society of the Pacific*, 91, 737
- . SODERBLOM D.R., 1983, *Astrophysical Journal Supplement Series* , 532, 1
- . SODERBLOM D.R., JONES B., WALKER M., 1983, *Astrophysical Journal letters* , 274, L37
- . SODERBLOM D.R., 1985, *Astronomical Journal* , 90, 2103
- . SODERBLOM D.R., JONES B., BALACHANDRAN S., STAUFFER J.R., DUNCAN D.K., FEDELE S.B., HUDON J.D., 1993, *Astronomical Journal* , 106, 1059
- . SODERBLOM D.R., 1996, dans le 9^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*", ASP Conference Series, eds R. Pallavicini et A.K. Dupree, p. 315
- . SOLF J., 1997, dans "*Herbig-Haro flows and the birth of low-mass stars*", IAU Symposium No. 182, eds. B. Reipurth et C. Bertout, Kluwer Academic Publishers, p. 63
- . STAHLER S.W., SHU F.H., TAAM R.E., 1980, *Astrophysical Journal* , 241 637
- . STAHLER S.W., 1983, *Astrophysical Journal* , 274, 822
- . STAHLER S.W., 1988, *Astrophysical Journal* , 332, 804
- . STAUFFER J.R., HARTMANN L.W., 1985, dans le 4^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar System and the Sun*", ASP Conf. Series, eds. Zeilik et Gibson, p. 30
- . STAUFFER J.R., HARTMANN L.W., SODERBLOM D., BURNHAM J., 1984, *Astrophysical Journal* , 280, 202
- . STAUFFER J.R., KLEMOLA A., PROSSER C.F, PROBST R., 1991, *Astronomical Journal* , 101, 980
- . STAUFFER J.R., dans "*Angular momentum evolution of young stars*", eds. S. Catalano et J.R. Stauffer, Kluwer Academic Publishers, p. 117
- . STAUFFER J.R, PROSSER C.F, GIAMPAPA M.S, SODERBLOM D.R, SIMON T, 1993, *Astronomical Journal* , 106, 229

- . STAUFFER J.R., HARTMANN L.W., PROSSER C.F., RANDICH S., BALACHANDRAN S., PATTEN B.M., SIMON T., GIAMPAPA M., 1997, *Astrophysical Journal*, sous presse
- . STAUFFER J.R., 1997, dans "*Cool stars in clusters and associations: activity and age indicator*", eds. Pallavicini, sous presse
- . STROM K.M., STROM S.E., 1994, *Astrophysical Journal*, 424, 237
- . SWENSON F.J., FAULKNER J., ROGERS F.J., IGLESIAS C.A., 1994, *Astrophysical Journal*, 425, 286
- . ZAHN J.-P., TALON S., MATIAS J., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 322, 320
- . THORBURN J.A., HOBBS L.M., DELIYANNIS P., PINSONNEAULT M.H., 1993, *Astrophysical Journal*, 415, 150
- . TORRES C.A.O., FERRAZ MELLO, *Astronomy and Astrophysics*, 27, 231
- . TRUMPLER R.J., 1922, *Lick Obs. Bull.*, 10,110
- . VAN LEEUWEN F., ALPHENAAR P., 1982, *ESO Messenger*, No. 28, 15
- . VAN LEEUWEN F., ALPHENAAR P., BRAND J., 1986, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 65, 302
- . VOGEL S.N., KUHI L.V., 1981, *Astrophysical Journal*, 245, 960
- . WALTER F.M., 1984, dans le 3^e Cambridge Workshop "*Cool Stars, Stellar System and the Sun*", ASP Conf. Series, eds Baliunas et Hartmann, p. 27
- . WEBER E.J., DAVIS L., 1967, *Astrophysical Journal*, 148, 217
- . WESTERLUND B.E., GARNIER R., LUNDGREN K., PETTERSON B., BREYSACHER J., 1988, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 76, 101
- . WICHMANN R., KRAUTTER J., COVINO E., ALCALÁ J.M., NEUHÄUSER R., SCHMITT J.H.M.M., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, 320, 185
- . WISNIEWSKI W.Z, MCMILLAN R.S., 1987, *Astronomical Journal*, 93, 1264
- . ZAHN J.-P., 1992, *Astronomy and Astrophysics*, 265, 115
- . TALON S., ZAHN J.-P., 1997, *Astronomy and Astrophysics*, sous presse
- . ZINNECKER H., MCCAUGHREAN M.J., RAYNER J.T., 1996 dans "*Disks and outflows around young stars*", eds Beckwith, Quetz et Natta, Lecture notes in physic, 465, p. 236

ANNEXES

Annexe A

table des données astronomiques

données solaire:

- . M_{\odot} : Masse du Soleil ($1,989 \cdot 10^{33}g$)
- . R_{\odot} : Rayon du Soleil (695 990 km)
- . Ω_{\odot} : vitesse angulaire du Soleil ($2.87 \cdot 10^{-6}s^{-1}$)
- . âge du soleil: 4,5 milliard d'années
- . période de rotation du Soleil à l'équateur: 27 jours
- . température effective du Soleil: 5770 K
- . type spectral: G2

unités de distances:

- . UA: unité astronomique ($\simeq 150$ millions de kilomètres)
- . pc: 1 parsec = 206265 UA

Annexe B

Vitesses de rotation dans α Persée .

TAB. B.1 – Liste des étoiles de Alpha Persee. Les deux première colonnes donnent les noms des étoiles, en numéro HE ou AP, et en numéro BD. Les colonnes suivantes donnent la magnitude en V, la couleur non dérogée B-V, et la couleur dérogée ($E(B-V) = 0.11$). La colonne "mb" donne l'appartenance d'après Prosser (1992): Y=oui. Les colonnes 7 à 12 donnent les mesures de $v_{\text{sin}i}$ et vitesses radiale, mesurées avec ELODIE, CORAVEL ou trouvées dans la littérature (Prosser 1992). La colonne commentaires donne différentes informations: autres mesures de la vitesse radiale, études d'appartenance de divers auteurs, binarité.

notes: >40 dans la colonne CORAVEL signifie une vitesse comprise entre 40 et 60 km.s^{-1}

ND = pas de pic de corrélation, ou pic trop étalé ($v_{\text{sin}i} > 60 \text{ km.s}^{-1}$)

s85 = étoile membre d'après Stauffer 1985

^a SB2 non résolue;

rv var = vitesse radiale variable

(1) Stauffer 1993;

(2) Prosser 1994

(3) Prosser 1996;

(4) Fresnau 1980

identification	V	B-V	(B-V) _o	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					$v_{\text{sin}i}$	V_{rad}	$v_{\text{sin}i}$	V_{rad}	$v_{\text{sin}i}$	V_{rad}	
HE											
7	10.00	0.557	0.45	?					162	11.4	
12	10.09	0.513	0.41	Y			>40	-1.1	49	-1.2	
92	11.06	0.65	0.55	Y					27		
93	11.09	0.7	0.60	Y	130	0.0			12		
94	10.42	0.645	0.54	Y			>40				
174	11.62	0.95	0.85	Y			9.7	-1.9	14	-2.1	(1)Y?
270	10.11	0.512	0.4	Y			32.3	0.5	33	0.1	SB1
299	11.12	0.644		Y			15.6	-2.0	17	-2.1	
334	10.33	0.558		Y			19.4	-2.7	19	-2.1	SB2 blendee (1)Y
338	9.93	0.558		Y			>40		56	1.2	
340	11.45	0.69	0.59	Y?	9.0	-7.6	8.9	-7.9	7	-8.0	SB1? (1)Y (2)Y
350	11.01	0.71	0.61	Y			>40		47	0.3	

Continue page suivante

Suite de la page précédente											
ident.	V	B-V	(B-V) _o	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	
373	11.50	0.77	0.67	Y			ND		140		période=8h
387	10.28	0.592		Y?			ND		87		SB2?
389	11.17	0.67	0.57	Y	11.3	-1.9			<10	-0.9	AP 90 (1)Y bin?
407	11.11	0.672		Y					28	-1	
453	10.39	0.624		?			>40		72	-9	SB
457	11.70	0.73	0.63	?			19.3	-1.7	19	-13.1	SB (4)N (3)Y?
520	11.69	0.79	0.69	Y			ND		87	-6	rv var (3)Y
538	11.57	0.571		N?					11	2.8	
577	9.79	0.68	0.58	?					150	-3.7	(1)Y?
588	9.99	0.516	0.44	Y					120		(3)Y
595	10.35	0.5		N?	>150						
601	11.43	0.73	0.63	N			13.1	-1.	15	-0.8	(4)N (1)Y (3)Y
622	11.66	0.79	0.69	Y			ND		61	-2.5	AP 19 (1)Y (3)Y SB2 BLENDÉE
628	11.19	0.65	0.55	N					53		(3)Y
660	10.06	0.556	0.47	Y?			31.1	-1.2	43	2.4	(1)Y? (3)Y?
684	10.54	0.565	0.47	Y	69.5	0.3	ND		71	-1.5	AP 32 (1)Y (3)Y
696	11.42	0.76	0.66	Y	11.3	-0.2	11.3	-1.0	10	-0.4	AP 38 (1)Y (3)Y
699	11.31	0.71	0.61	Y			ND		90	4.1	(3)Y
709	10.92	0.68	0.58	Y			>40		59	3.5	(4)N
721	9.66	0.510		?					200		
727	10.30	0.551	0.46	Y					70		AP 51 rv var? (3)Y
732	10.17	0.546	0.45	?					93		SB2? (3)Y
750	10.54	0.586	0.49	Y			25.5	-0.9	26	0.6	AP 58
794	10.06	0.546	0.44	Y?			43.4	1.4	43	2.5	rv var
828	11.59	0.71	0.61	Y	10.5	0.1	11.7	0.1	10	1	(1)? <i>V_{rad}</i> = -3.7 bin?
841	10.28	0.551		Y					65	1.7	
848A	9.99	0.588		Y			17.7	0.4	<20		AP 79 SB (1)Y
848B	0	0.58					7.6	-3.2			
865	10.73	0.69	0.59	Y?					183		
917	11.10	0.66	0.56	Y			>40	-0.6	40	1	
935	10.06	0.639	0.52	Y					78	-2.7	(3)Y
968	10.41	0.566		Y			35.4	-0.6	38	-1.8	(1)Y
972	10.24	0.57		Y					87	-0.3	
992	10.84	0.72	0.62	Y?	17.0 ^a	-7.5	3.3	17.7	14	-5.2	(4)N SB2 (2)Y
1032	11.11	0.66		Y?	16.7	16.3					
1086	11.32	0.67	0.57	Y	12.5	-1.4			12	-1	(1)Y bin? (2)Y
1100	11.20	0.81	0.71	Y	5.3	14.7	6.7	15.1	8		(2)Y
1101	11.25	0.69	0.59	Y			37.7	-0.6	35	-2.4	(3)Y
1102	11.03	0.698		N?					65		SB2?
1144	11.32	0.73		?	2.7	-6.6			<10	9.7	SB1?
1151	11.52	0.638		?					70	2.6	
1162	11.13	0.64		?					<10		
1185	11.19	0.72	0.62	Y	3.1	-4.0	3.1	1.0	11		SB1? (2)Y
1202	10.32	0.593		?					152		(4)N
1234	10.81	0.57	0.57	Y	4.7				10	5.7	(2)Y
1234	0	0.72	0.72		3.8						
1316	11.17	0.62		?					<10	-1	

Continue page suivante

Suite de la page précédente											
ident.	V	B-V	(B-V) ₀	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
AP					<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	
6	15.53	1.56	1.46	Y					< 15	-4.	
14	11.93	0.83	0.73	Y	7.0	-0.8			< 10	-0.1	(3)Y
15	14.12	1.29	1.19	Y					52	5.	(3)Y
17	15.28	1.55	1.45	Y					> 60		(3)Y
20	15.66	1.55	1.45	Y					70	-8.5	(3)Y
21	15.57	1.60	1.50	Y					25	1.5	(3)Y
25	12.25	0.88	0.78	Y	10.9	-1.5			12	-0.1	(3)Y
28	13.09	1.05	0.97	Y	12.0	-0.3			12	-0.1	(3)Y
33	12.92	1.02	0.92	Y	4.7	-0.2			< 10	0.5	
37	12.61	0.96	0.86	Y					29	4.4	(3)Y
41	12.03	0.85	0.75	Y	7.4	-0.6			10	0.6	
43	12.84	0.97	0.87	Y					72	-4.4	(3)Y
56	13.00	1.00	0.90	Y					110	-0.2	
60	15.74	1.70	1.6	Y					105	-3.2	
61									<10		s85
63	12.29	0.92	0.84	Y					161	9.9	
65	13.00	1.05	0.95	Y	8.5	-0.2			10	-0.4	
68									<10		s85
70	12.83	1.00	0.90	Y	5.3	-0.3			<10	-0.1	
72	12.78	0.99	0.89	Y	6.5	-0.3			<10	-0.2	
75	13.82	1.27	1.17	Y	14.0	4.7			11	-6.0	SB1
78	13.06	1.02	0.92	Y					13	-0.1	
81									<10		s85
86	14.31	1.32	1.22	Y					140	8.	
89	12.31	0.84	0.74	Y	5.2	2.1			<10	2.0	
91	12.59	0.93	0.83	Y					25	-2.0	(1)Y
92	15.66	1.50	1.40	Y					90		
93	11.99	0.93	0.83	Y					75	1.5	
95	12.28	0.88	0.78	Y					140		(3)Y
97	12.08	0.87	0.77	Y	10.5	-2.3	8.5	4.0	<10	5.0	(1)Y <i>V_{rad}</i> = -0.7
98	12.80	1.00	0.90	Y	7.2	-0.8			<10	-1.0	(1)Y
99	15.68	1.56	1.46	Y							(3)Y
100	12.80	1.13	1.03	Y					205		(3)Y
101	13.89	1.25	1.15	Y	9.1	-2.0			<10	-1.7	(3)Y
102	11.96	0.80	0.70	Y	9.4	-1.0			11	-2.1	(3)Y
103	15.76	1.64		Y							
104	12.06	0.78	0.68	Y	4.8	0.9			<10	0.8	
106	12.94	1.01	0.91	Y	6.5	-0.9			<10	-1.4	(3)Y
108	12.92	1.03	0.93	Y					14	-1.7	(3)Y
109	15.84	1.53	1.43	Y							(3)Y
110	12.27	0.92	0.82	Y	8.8	-0.8			<10	-0.5	(3)Y
112	13.68	1.15	1.05	Y					13	-1.5	(3)Y
114	13.40	1.07	0.97	Y	9.1	-0.1			<10	0.3	
117	13.05	0.95	0.85	Y					83	0.5	
118	12.06	0.81	0.71	Y					160		(3)Y
119	12.57	0.89	0.79	Y	30.6 ^a	-0.3			12	-1.0	SB2
120	15.18			Y							
121	11.89	0.79	0.69	Y	8.7	-1.4			7	-2.2	(1)Y (2)Y

Continue page suivante

<i>Suite de la page précédente</i>											
ident.	V	B-V	(B-V) ₀	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	<i>vsini</i>	<i>V_{rad}</i>	
AP											
122	15.18	1.51	0.41	Y							
124	13.44	1.26	1.16	Y					190		
125	12.16	0.90	0.80	Y					48	-5.3	
127	12.57	0.92	0.82	Y					80		
129	15.91			Y							
130	12.35	0.74		Y							
137	13.38			?					<7	8.6	(2)N
138	14.56	1.44	1.34	Y							(3)Y
139	12.00	0.98	0.88	Y					200		
140	15.96	1.63	1.53	Y							(3)Y
142	15.74	1.57	1.47	Y							(3)Y
144	14.37			Y							
149	11.71	0.92	0.82	Y					117	+3.8	(3)Y
156	11.89	0.83	0.73	Y	8.3	-4.0			8	-10.4	SB1? (2)Y
158	11.93	0.85	0.75	Y	14.9	-0.9			14	-2.1	(1)Y <i>V_{rad}</i> = -3.9 (3)Y
161	14.95			Y							
166	11.13			?							
167	13.52	1.15	1.05	Y					96	-4.4	
169	13.28	1.12	1.02	Y	5.4	0.2			10	-0.4	
171	15.75	1.56	1.46	Y							
173A	12.26	0.98	0.88	Y	5.4	0.0			<10		SB2
173B		0.98	0.88	Y	4.6	0.0					
174	15.31			Y							
183	15.82	1.59	1.49	Y							(3)Y
188	14.35	1.39	1.29	Y							(3)Y
189	13.05	0.94	0.84	Y?					92	-2.4	(3)Y
190	15.87			Y							
191	15.63	1.64	1.54	Y							(3)Y
193	12.28	0.89	0.79	Y					64	-1.5	(3)Y
196	12.51	1.00	0.9	Y	9.7	0.3			12	+0.2	
197	12.31	1.00	0.90	Y	9.5	-1.0			12	-1.0	
198	15.34	1.49	1.39	Y							(3)Y
199	12.10	0.98	0.88	Y					23	+0.8	
200	12.65	1.13	1.03	Y	57.3 ^a	4.2			12		SB2 (3)Y
201	13.08	1.15	1.05	Y	9.5	1.1			12	-0.5	(3)Y
202	15.20			Y?							
205	15.20			Y							
206	12.68	0.91		?	5.0	15.0			10	+15.4	
208	15.54			Y							
210	15.96			Y							
211	15.07	1.49	1.39	Y							(3)Y
212	13.24	1.09	0.99	?	6.0	-0.4			12	-0.9	(3)Y
213	11.55	0.83	0.73	Y	2.6	11.3			10		SB2
214	15.23	1.59		Y?							
217	15.19			Y							
220	12.68	0.97	0.87	Y					20	-0.6	
221	15.68			Y							
224	13.49	1.12		?							

Continue page suivante

Suite de la page précédente											
ident.	V	B-V	(B-V) ₀	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	
AP											
225	11.83	0.78	0.68	Y					138:	+4.8	(3)Y
226	12.45	0.95	0.85	Y					181	+4.7	
227	15.43			Y							
228	13.15	0.92	1.02	?							
229	14.63			Y							
230	14.60			Y							
231	14.07	1.15	1.05	Y					25	-0.1	
232	14.84			Y							
235	13.12	1.03	0.93	Y	6.9	1.6			11	+1.1	
238	14.25			Y							
244	12.89	0.98	0.88	Y					42	-4.9	
246	15.24	1.56		Y							
247	13.20	0.94	0.84	Y					20	0.3	
248	15.96			Y							
249	13.37			Y?							
250	14.94			Y							
252	12.95	1.12	1.02	Y?	4.5	-3.8			12	-4.2	
254	15.67			Y							
256	11.79	0.81	0.71	Y	6.1	1.3			10	+0.8	
257	13.00	0.92	0.82	Y?	7.2	0.4			11	+0.7	
258	12.21	0.83	0.73	?					194:		
260	14.70			Y							
261	15.66	1.59		?							
263	13.21	1.19		Y							
264	12.12	1.01	0.91	Y					14	+2.4	
étoiles non membres d'après le critère du calcium											
ident.	V	B-V	(B-V) ₀	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	
HE											
56	10.84	0.81	0.71	Y					<10	-6.5	SB2 (1)N (2)N
143	10.47	0.707	0.6	Y			8.0	4.5		-3.6	SB (1)N (2)N
347	10.51	0.678		Y?			9.3	8.4	<10	8.8	SB1? (1)N (2)N
416	10.85	0.68		Y?					<7	9.3	SB1? (1)N bin? (2)N
435	9.86	0.608	0.51	?			>40	-15	50:	-10.1	(1)N(4)N
600	11.86	0.633		?	11.2	-5.1			11	-2.8	(4)N (1)N
767	10.66	0.605	0.52	Y			6.5	-1.2	10	-1.2	(1)N?
988	9.8	0.56					13.7	2.26	15	3.6	(1)N
1110	11.67	0.71		Y?	2.2	0.8			<10	0.9	(1)N
1181	10.57	0.58	0.49	1			3.5	-5.3	<7	-4.3	(1)N (2)N
ident.	V	B-V	(B-V) ₀	mb	ELODIE		CORAVEL		littérature		commentaires
					<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	<i>v</i> _{sin<i>i</i>}	<i>V</i> _{rad}	
AP											
168	11.58	0.84	0.74	N?	3.9	6.1			<7	5.6	(1)N (2)N
194	12.02	0.74	0.66	Y	4.9	-4.9			<7	-5.4	(2)N (1)N
195	11.85	0.78	0.68	Y?	2.3	0.0			<7	0.0	(1)N (2)N
222A	12.26	0.86	0.76	?	4	-11			9		SB2 (2)N
222B			0.76		0	3					
255	12.18			Y	2.9	2.7			<7	2.8	(1)N (2)N

Annexe C

Vitesses de rotation dans les Pléiades.

TAB. C.1 – Liste des étoiles des Pléiades, d'après la liste de Soderblom (1993, Tables 7a et 7b). La première colonne donne l'identification selon les numéros de Hertzsprung (1947), de la liste de Trumpler (1921), de Pels (1975) et de Artyukhina (1970). La photométrie (B-V)_o provient de Soderblom (1993, Table 7a), sauf pour la liste de Pels (photométrie de Van Leeuwen 1986). Les $v_{\text{sin}i}$ de la littérature sont de Soderblom (1993, Table 7a) ainsi que les $v_{\text{sin}i}$ de la colonne commentaires de la liste de Pels (Table 6).

notes :

AK = numérotation de Artyukinha

phb = binaire photométrique spb = binaire speckle (Bouvier 1997)

^b étoile trop faible, mauvaise mesure

ident HII	V	type spectral	B-V	(B-V) _o	ELODIE		CORAVEL		litt. $v_{\text{sin}i}$	commentaires
					$v_{\text{sin}i}$	$\delta(v_{\text{sin}i})$	$v_{\text{sin}i}$	$\delta(v_{\text{sin}i})$		
km.s ⁻¹										
25	9.47	F5V	0.48	0.443			44.2	4.9	40	
34	12.03		0.93	0.888	5.9	0.8	7.3	1.1		
97	12.50	K3V	1.08	1.043	6.8	0.8				spb
102	10.51	G1V	0.72	0.684			18.3	0.5	18	phb spb
120	10.79	G1V	0.71	0.666			9.4	1.2	11	
129				0.830			5.3	1.4		
133	14.40	K5.5Ve	1.365	1.323					19	
152	10.75	G1V	0.69	0.647	11.8	0.9	11.1	1.2		
164	9.54	F5V	0.49	0.459			38.9	5.1	30	
173A				0.770			7.8	1.2		
173B				0.870			6.3	2.2		
174	11.62		0.85	0.811					28	
186	10.52		0.80	0.76			11.1	0.7		
189	13.92	K5.5Ve	1.37	1.328	4.7	0.8				

Continue page suivante

Suite de la page précédente										
ident HII	type				ELODIE		CORAVEL		litt. vsini	commentaires
	V	spectral	B-V	(B-V) _o	vsini	$\delta(vsini)$	vsini	$\delta(vsini)$		
									km.s ⁻¹	
191	14.5		1.41	1.36	9.1	0.8			10	
193	11.29		0.80	0.758	6.8	0.8	6.3	1.4		
212	14.57	K7Ve	1.385	1.343					10	
233	9.66	F6V	0.525	0.493			14.1	0.7	13	
248	11.02	G1V	0.78	0.738			12.1	1.1	12	
250	10.68	G1V	0.68	0.637	5.9	0.8	6.9	1.1		
253	10.66	G1V	0.68	0.648			38.2	1.8	37	
263	11.54	G8V	0.88	0.836			7.8	0.8	10	
293	10.80	G1V	0.71	0.665	5.1	0.8	6.6	1.0		
296	11.46	G8V	0.84	0.799			14.7	0.9	15	
298	10.86		0.88	0.835	6.3	0.8	6.6	1.1		= HII299B
303	10.48		0.89	0.856			17.4	0.7	15	phb spb
314	10.56	G1V	0.65	0.613			41.9	1.6	38	
320	11.04	G5V	0.89	0.84			10.8	0.5	11	phb
324			1.05	1.016					73	
335		K5Ve	1.26	1.226					73	
338				0.428			>40			
345	11.57	G8V	0.845	0.806			18.9	0.7	18	
347	14.01	K7Ve	1.42	1.380					75	
357	13.46	K6Ve	1.22	1.182	10.0	0.9				spb
380	13.19	K4Ve	1.21	1.171	6.0	0.8				
405	9.83	F9V	0.54	0.495			18.2	1.0	17	
430	11.40	G8V	0.82	0.777	6.3	0.8	7.3	1.0		
451	13.25	K5Ve	1.205	1.169	5.7	0.8				
476	10.81	F9V	0.81	0.53			21.0	1.0	23	
489	10.39	G0V	0.63	0.594			18.3	0.8	17	
513	14.5		1.31	1.275	7.4	0.8				
514	10.69		0.70	0.657			10.5	1.0	11	
522	11.93	K2V	0.92	0.879	4.4	0.8	3.6	0.8		
530	8.95		0.39	0.35			17.4	0.8		
559	13.28		1.11	1.094					65	
571	11.20	G8V	0.78	0.748	6.8	0.8	7.6	0.5		spb
590	14.4		1.37	1.323	6.9	0.8				
605	8.99	F3V	0.45	0.406					80	
625	12.57	K0V	1.19	0.816					94	
627	9.68	F5V	0.51	0.473			33.2	1.3	25	
636	12.48		1.02	0.981	3.5	0.8				
659	12.13		0.94	0.66			12.2	1.1		E(B-V)=0.29
676	13.56	K3.5Ve	1.30	1.065	5.5	0.8				
686	13.62	K7Ve	1.27	1.201					64	
708	10.13	F9V	0.62	0.582					46	
727	9.70	F9V	0.56	0.519			>40		50	
738	12.26	G9V	1.17	0.81					50	spb
739	9.56	G0V	0.625	0.586			14.4	0.6	13	phb
745	9.45	F5V	0.53	0.499					65	
746	11.27	G5V	0.85	0.768	4.8	0.8	4.9	1.0		
761	10.55	G2V	0.69	0.652					11	SB1
762				1.361					<10	
793	14.34			1.378	5.0	0.8			<10	
799	13.56	K5V	1.33	1.287	4.7	0.8				

Continue page suivante

Suite de la page précédente										
ident HII	V	type spectral	B-V	(B-V) _o	ELODIE		CORAVEL		litt. vsini	commentaires
					vsini	$\delta(vsini)$	vsini	$\delta(vsini)$		
km.s ⁻¹										
870	12.72	G4.5V	1.25	0.68	9.7	0.9				spb
879	12.71		1.07	1.032	5.6	0.8	7.2	1.3		
882	12.66	K3V	1.07	1.040					65	
883	13.0		1.12	1.086	3.8	0.8			<7	
885	12.05		1.02	0.988	5.5	0.8	6.1	1.1		phb spb
890	14.80	M0Ve	1.33	1.344	5.4	0.8				
915	13.62	K6Ve	1.23	1.199	9.3	0.8			12	
916	11.71	G8V	0.87	0.824	5.6	0.8	6.7	1.0		
923	10.12	G0V	0.62	0.579			18.2	0.6	18	
930	14.24		1.355	1.313					15	
974	14.10	K7Ve	1.33	1.288	4.2	0.8				
996	10.42	G1V	0.65	0.603			11.9	0.8	10	
1015	10.54	G1V	0.65	0.609			9.6	1.1	11	
1032	11.34	G8V	0.80	0.733			37.2	1.9	36	
1039	12.97	K2V	1.25	0.958	4.9	0.8	<5.0	0.0		
1061	14.2		1.39	1.358	7.1	0.8			<10	spb
1081				1.382					<10	
1095	11.92	K0V	0.9	0.858	3.6	0.8	3.6	2.6		
1100	12.16	K3V	1.13	1.088	5.4	0.8				phb spb
1101	10.26	F9.5V	0.61	0.572			19.4	1.1	20	SB2
1110	13.69	K6.5Ve	1.21	1.17	5.9	0.8				
1114	14.1		1.39	1.357	7.3	0.8				
1117A				0.620			6.4	2.6		
1117B				0.670			3.6	2.5		
1122	9.29	F4V	0.44	0.425			28.6	1.2	28	
1124	12.12	K2V	0.95	0.924	3.5	0.8	5.6	3.3		
1132	9.42	F5V	0.495	0.451			>40		40	
1136	12.02	G8V	0.995	0.784					80	
1139	9.38	F5V	0.48	0.437			31.4	1.9	33	
1182	10.46	G5V	0.64	0.597			16.4	1.1	16	spb
1200	9.90		0.54	0.507			13.7	0.9		
1207	10.47		0.62	0.591			5.1	1.3		
1215	10.52	G0V	0.64	0.599	4.1	0.8	6.5	0.9		
1220	11.74	G8V	0.88	0.83	6.3	0.8	4.8	1.3		
1275	11.47	K0V	0.83	0.791	6.4	0.8	6.4	1.2		
1298	12.18		1.0	0.957	4.8	0.8	5.6	2.2		spb
1305	13.46		1.19	1.151					84	
1306	13.39	dK5e	1.33	1.290					15	phb
1309	9.46	F6V	0.47	0.437					85	
1332	12.41		1.04	0.988	5.3	0.8	<2			
1338				0.420						SB2 sync
1348A				1.05	5.1	0.8				
1348B				1.35	1.8 ^b	1.0				
1355	13.97	K5Ve	1.40	1.362	12.5	0.9				spb
1392			0.59	0.54			15.7	1.6		spb
1454	12.78	K3V	1.11	1.068	3.3	0.8				
1485	14.2			1.309	42.0	2.2				
1512	13.50	K6	1.26	1.207	5.3	0.8				
1514	10.48	G5V	0.65	0.609			13.6	0.8	15	
1516	14.0		1.31	1.267	>50				105	

Continue page suivante

Suite de la page précédente										
ident HII	V	type			ELODIE		CORAVEL		litt. vsini	commentaires
		spectral	B-V	(B-V) _o	vsini	$\delta(vsini)$	vsini	$\delta(vsini)$		
km.s ⁻¹										
1531	13.30	K7-M0	1.22	1.18					50	
1532	13.95		1.28	1.243					50	
1553	12.22	K2.5V	1.12	1.078	9.6	0.8			12	phb spb
1593	11.12	G6V	0.75	0.716	1.8	1.0	3.0	1.4		
1613	9.88	F8V	0.54	0.494			20.1	0.8	19	
1653	13.31	K4.5Ve	1.22	1.182					21	
1726	9.25	F7V	0.55	0.505			12.9	0.7	12	
1756	14.24		1.37	1.325	5.0	0.8				
1766	9.13	F4V	0.47	0.435			22.7	1.3	20	
1776	10.91	G5V	0.72	0.68	9.8	0.9	10.3	1.0		
1785	14.34		1.47	1.361	6.5	0.8				
1794			0.63	0.589			11.2	0.8	12	
1797	10.11	F9V	0.56	0.515			19.6	0.9	21	
1856	10.02	F8V	0.56	0.514			15.4	0.9	16	
1883	12.60	K2V	1.06	1.019					140	
1912	9.05	F4V	0.48	0.452					75	
1924	10.33	G0V	0.61	0.568			14.2	0.7	13	
2016	13.52	K4Ve	1.22	1.181	9.8	0.9	3.5	1.5	11	
2027A			0.80	0.941			5.6	1.6		phb spb
2034		K2.5V	0.975	0.941					75	
2106	11.53	K0V	0.86	0.823	8.0	0.8	3.7	1.5		spb
2126	11.64	K0V	0.85	0.815	5.3	0.8	2.6	1.7		
2147A	10.83	K0V	0.81	0.742			6.9	3.2		
2147B	10.83	K0V	0.81	0.742			10.8	2.3		
2172	10.44	F9V	0.62	0.582			10.3	0.4	10	
2193	14.16	K6Ve	1.44	1.392					23	spb
2208	14.13	K6Ve	1.39	1.349					73	
2209	14.38	K6.5Ve	1.37	1.336	5.4	0.8				
2244	12.67	K2.5V	0.99	0.955					50	
2278	10.83		0.87	0.828	7.7	0.8	6.1	0.9		phb spb
2284	11.35		0.78	0.743	3.7	0.8	3.5	1.3		
2311	11.36		0.825	0.780	6.5	0.8	6.2	1.3		
2341	10.87	G4V	0.72	0.672	3.6	0.8	3.4	1.7		
2345	9.1	F3V	0.44	0.401					130	
2366	11.53		0.82	0.779	4.3	0.8	2.9	1.7		
2406	11.10		0.76	0.72	8.5	0.8	9.2	0.5		
2407	12.19	K3	0.95	0.91	6.3	0.8				SB1 sync
2462	11.55		0.83	0.791	5.0	0.8	5.4	1.2		
2500	10.83		0.62	0.58			33.0	3.4		spt =2500B
2503										
2506	10.23	F8V	0.60	0.552			13.8	0.8	13	
2548	13.98	K5.5Ve	1.34	1.297	5.7	0.8				
2588	13.10	K3V	1.17	1.133	5.2	0.8				
2644	11.03		0.74	0.698	5.0	0.8	3.6	1.9		
2665	11.36		0.83	0.79	5.4	0.8	5.9	1.2		
2741	12.60		1.01	0.972	7.8	0.8			11	
2786	10.31		0.605	0.562			22.0	1.0	25	
2870	12.45		1.01	0.974	4.0	0.8				
2880	11.75		0.86	0.818	6.0	0.8	6.3	1.1		
2881	11.48	K2V	0.96	0.920	13.3	1.0	7.8	1.1	12	

Continue page suivante

Suite de la page précédente										
ident HII	type				ELODIE		CORAVEL		litt. <i>vsini</i>	commentaires
	V	spectral	B-V	(B-V) _o	<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$		
2927	13.92	K4Ve	1.28	1.241					95	spb
2984	12.37		1.0	0.961	5.4	0.8				
3019	13.45		1.21	1.174	6.0	0.8				
3063	13.52		1.17	1.135					26	
3096	12.15		0.93	0.89			6.2	1.3		
3097	10.97		0.74	0.697			14.6	0.3	15	
3104	13.4		1.28	1.24	7.1	0.8				
3163	12.69		0.995	0.963					60	
3179	10.04	G0V	0.56	0.529	4.3	0.8	5.5	1.2		
3187	13.12	K4.5Ve	1.18	1.139	6.2	0.8				
3197	12.26	K3V	1.11	1.068					33	spb

ident. Trumpler	V	B-V	(B-V) _o	ELODIE		CORAVEL		commentaires
				<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	
S37		0.403	0.363			>60		
S39		0.424	0.384			>60		
S42		0.54	0.50			19.4	1.1	
S61		0.49	0.45			11.5	1.2	
S151x		0.50	0.46			21.6	1.0	
S183x		0.54	0.50			32.3	1.4	
R60		0.44	0.4			>60		

ident. Pels	V	B-V	(B-V) _o	ELODIE		CORAVEL		commentaires
				<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	
3	9.2							SB2
4	11.4	0.84	0.80			2.6	1.7	
5	10.9	0.71	0.67			11.1	0.9	
6	9.6		0.47			35.9	3.1	
7	10.5	0.67	0.63			2.7	1.9	
8	10.7	0.69	0.65			15.5	1.0	
9	12.4		1.00	5.5	0.8			
11	11.6	0.87	0.83			5.2	1.3	AK Ib 10
12	10.9	0.75	0.71			11.2	0.9	AK Ib 30
15	10.1	0.57	0.53			24.4	1.1	
17	9.9	0.54	0.50			29.3	2.0	
18	10.4	0.62	0.58			11.8	1.0	AK Ib 8
19	11.7	0.91	0.87			4.8	1.4	AK Ib 31
20	10.5	0.65	0.61			9.6	1.1	AK Ib 6
22	12.1		0.90	12.1	0.8			<i>vsini</i> = 10
23	10.1	0.59	0.55			36.2	1.7	
28	11.7	0.93	0.89			8.9	1.2	AK Ia 29
29	10.4	0.64	0.60			33.8	1.9	AK Ia 36
30	12.0	0.96	0.92			6.7	1.1	
31	11.6	0.99	0.95			12.2	1.0	AK Ia 52
34	10.8	0.74	0.70			3.6	1.4	AK Ia 72
35	9.8		0.50			19.4	1.1	

Continue page suivante

Suite de la page précédente								
ident. Pels	V	B-V	(B-V) _o	ELODIE		CORAVEL		commentaires
				<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	
37	10.4	0.68	0.64			13.4	2.6	AK Ia 56
38	11.1	0.79	0.75			3.1	2.0	AK Ia 71
39	11.2	0.89	0.85			2.0	1.9	AK Ia 78
40	9.9	0.52	0.48			11.5	1.0	
41	12.1		0.90	5.1	0.8	<0		<i>vsini</i> <10 AK Ib 199
43	10.1		0.92	6.8	0.8			<i>vsini</i> <10 AK Ib 148
44	11.7	0.91	0.87			3.2	3.1	AK Ib 200
45	11.5	0.84	0.80			7.8	1.3	
46	11.0	0.75	0.71			8.1	1.2	
47	12.0	0.91	0.87			4.5	1.5	
50	11.5	0.86	0.82			7.0	1.5	
56	11.4	0.83	0.79			>40		
59	12.5		0.99	5.6	0.8			AK Ib 165
60	9.8					>60		AK Ib 365
63	11.9		1.07	2.9	0.8			
66	12.4		1.00	4.9	0.8			AK Ia 141
68	11.6	0.87	0.83			5.5	2.3	
69	11.6	0.86	0.82			16.3	0.8	
71	11.5	0.83	0.79	11.1	0.9	9.1	1.1	AK Ib 694
72	12.2		0.92	160.	10			
75	11.9	0.92	0.88			>40		
78	10.9	0.75	0.71			8.8	1.1	
79	11.0	0.81	0.77			2.8	1.7	
83	11.1	0.74	0.70			14.5	1.1	
86	9.4					>60		
89	11.6	0.89	0.85			3.0	2.1	
109	14.0		1.31	5.5	0.8			<i>vsini</i> = 10
114	12.7		1.04	6.0	0.8			
115	12.7		1.06	5.5	0.8			
121	10.3	0.67	0.63			4.9	1.1	
123	12.0	0.96	0.92			3.1	2.1	
124	9.8	0.54	0.50			20.5	1.1	
126	10.6	0.62	0.58			9.8	1.0	
128	10.2	0.65	0.61			4.6	1.5	
135	9.4					>60		
137	12.5		1.04	5.2	0.8	3.6	1.6	AK Ib 205
138	11.2	0.82	0.78			5.6	1.6	
140	9.5		0.45			11.5	1.2	
142	11.6	0.86	0.82			3.9	1.5	AK Ib 356
143	11.7	0.90	0.86			5.2	1.9	
146	10.5	0.66	0.62			17.6	1.4	
150	9.6		0.48			26.3	1.7	
151	11.1	0.73	0.69			5.5	2.2	
162	12.1		0.91	3.2	0.8			
173	9.6	0.45	0.41			36.7	8.1	
174	9.7	0.58	0.54			>40		
189	14.2		0.93	4.9	0.8			
192	14.2		1.34	11.4	0.8			<i>vsini</i> = 10

ident.	V	B-V	(B-V) _o	CORAVEL		commentaires
Artyukinha				<i>vsini</i>	$\delta(vsini)$	
Ia 317			0.5	>40		SB2
Ib 038		0.70	0.66	10.9	0.9	
Ib 055		0.78	0.74	6.6	1.0	
Ib 078		1.07	1.03	6.4	1.1	
Ib 146A			0.45	12.4	3.5	
Ib 146B			0.5	8.6	5.3	
Ib 288						
II 293		0.69	0.65	8.5	0.9	
II 359		0.61	0.57	16.6	0.9	
III 059		0.84	0.80	4.1	1.2	
III 079	9.43		0.43	>60		
III 391		0.77	0.73	2.3	1.8	
III 679			0.96	4.1	1.5	
III 700		0.71	0.67	9.3	0.9	
IV 131		0.81	0.77	2.2	1.5	
IV 314		1.02	0.98	2.5	2.8	
V 088		0.81	0.77	5.2	1.2	
V 198A			0.6	10.5	1.1	
V 198B			0.87	0.8	4.9	
V 308		0.82	0.78	8.0	1.0	

Annexe D

Le freinage des rotateurs lents sur la séquence principale

S. Allain¹, D. Queloz², J. Bouvier¹, J.C. Mermilliod³, M. Mayor²

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
2. Observatoire de Genève, Suisse
3. Institut d'astronomie, université de Lausanne, Suisse

compte-rendu de colloque à paraître dans "*Cool stars in clusters and associations*",
Memorie della societa astronomica italiana

The braking of slow rotators in ZAMS clusters

S. ALLAIN¹, D. QUELOZ², J. BOUVIER¹, J.C. MERMILLIOD³, M. MAYOR²

¹ *Observatoire de Grenoble, France*

² *Observatoire de Geneve, Switzerland*

³ *Institut d'astronomie, Université de Lausanne, Switzerland*

ABSTRACT. We present new accurate velocity measurements of slow and moderate rotators in the ALPHA PERSEI cluster. Equatorial velocity distributions are presented as a function of mass, and are compared to the velocity distributions in the PLEIADES for the same mass bins. The observed braking between the 2 clusters is compared to an angular momentum evolutionary model.

1. Velocity distributions in the Alpha Per cluster

The original sample comes from the census from Prosser(1992). In the $(B-V)_0 = 0.4-1.4$ range, 132 AP and HE stars are probable or confirmed members. Using the CORAVEL and ELODIE spectrographs, we obtained 63 new measurements and 129 members now have resolved $v \sin i$ (Fig 1).

Equatorial velocity distributions are computed from $v \sin i$ distributions using Chandrasekhar and Münch relations (1950) and assuming that rotational axes are randomly distributed in space (Fig 2). In Tab 1 we present the characteristics of the distributions. N represents the number of stars in each color and mass bin. Columns 4, 5 and 6 give the fraction of stars with velocities lower than 20, 10 and 5 km.s^{-1} , respectively. Columns 7, 8 and 9 give the velocity corresponding to 10, 20 and 50% of the sample stars. There are no significant differences in the distributions between the different mass ranges 0.6–0.9 and 0.9–1.1 M_\odot . A very small fraction of G-K stars (4-5%) have a velocity less than 5 km.s^{-1} , 25% have a velocity less than 10 km.s^{-1} , and half of the stars rotate more slowly than 20 km.s^{-1} .

Tab 1 - Characteristics of the distributions.

$(B-V)_0$	Mass M_\odot	N	$v < 20$ %	$v < 10$ %	$v < 5$ %	$F(v) < 10\%$ v (km/s)	$F(v) < 20\%$ v (km/s)	$F(v) < 50\%$ v (km/s)
0.4 - 0.58	> 1.1	40	30±7	9.0±4.8	1.4±1.8	10.6±2.2	15±3	41±11
0.58 - 0.72	0.9 - 1.1	28	56±9	29±9	7.0±5.0	5.9±1.4	8.1±1.6	20±11
0.72 - 1.38	0.6 - 0.9	61	59±6	26 ±5	4.3±1.8	6.9±0.8	9.0±0.8	16±3

2. Braking rate between Alpha Per and the Pleiades

We now compare the v distributions of Alpha Per to those of the Pleiades to determine the braking rate on the ZAMS (Fig 3)(distributions for the Pleiades cluster are presentend by Queloz et al., 1997). 1 M_\odot slow rotators, with velocities less than

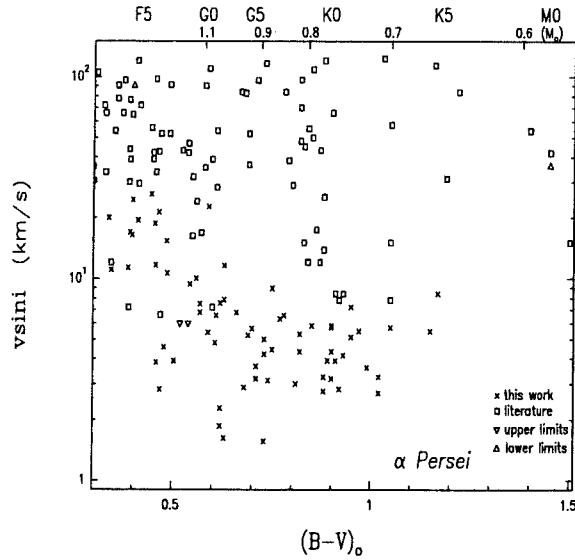


Fig. 1. $V \sin i$ measurements as a function of $(B-V)_0$ color. Measurements from literature come from Prosser (1992, 1994) and Stauffer (1993).

10 km.s^{-1} experience little braking. In contrast slowly rotating $0.6\text{-}0.9 M_{\odot}$ stars are significantly braked between the age of α Per ($50 \pm 10 \text{ Myr}$) and the age of the Pleiades ($100 \pm 20 \text{ Myr}$).

3. Comparison to the models

The model of angular momentum evolution used is fully described in Allain (1997) and important hypotheses are just recalled here. The rotational period is assumed constant as long as disk-locking is active. The minimum disk lifetime corresponds to a disk that disappears on the birth-line, and the maximum disk lifetime is 30 Myr. The core and the envelope both rotate as solid-bodies, and angular momentum exchanges occur between both parts. The description of J exchanges comes from McGregor and Brenner (1991) prescription and we define τ_c as the characteristic coupling time. Finally, stars are submitted to a saturated magnetic wind braking, and we use the parametric description from Kawaler (1988).

On Fig 4, theoretical evolutionary tracks are presented with two different coupling times, 10^6 and 10^8 yrs. The first one models a quasi-solid body as the coupling time is far shorter than the evolutionary, or contracting, time-scale of the stars in the mass range considered here. ZAMS rapid rotators and their early MS braking are consistent with a solid-body model, while the existence of many slow rotators, and their MS evolution is more consistent with a long coupling-time model.

Comparison between models and observations thus suggests a coupling between the core and the envelope which depends upon the star's velocity.

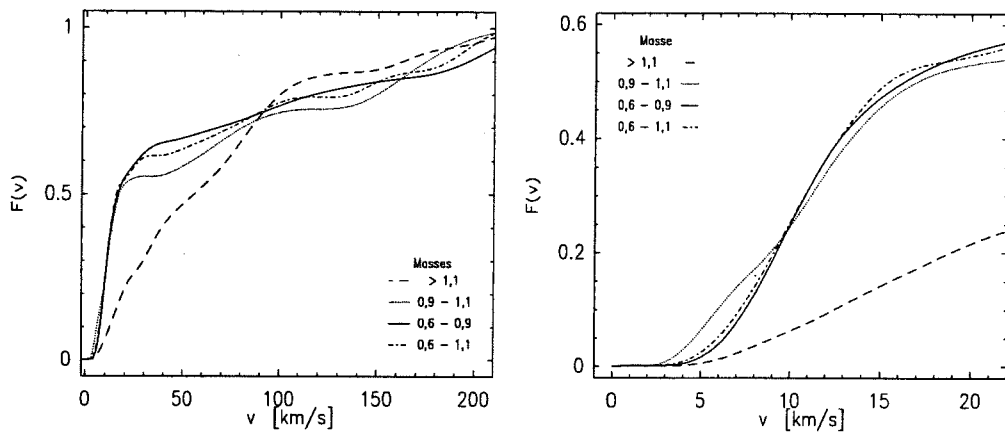


Fig. 2. v distributions in the Alpha Per cluster for different mass ranges.

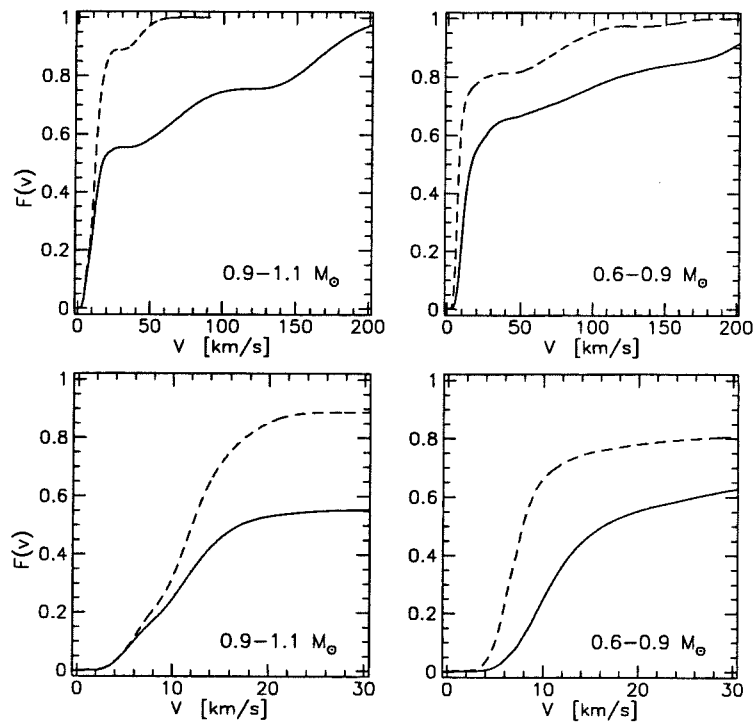


Fig. 3. Comparison of the equatorial velocity distributions in Alpha Per (solid line) and the Pleiades (dashed line) clusters for the $0.9-1.1 M_{\odot}$ and $0.6-0.9 M_{\odot}$ mass ranges.

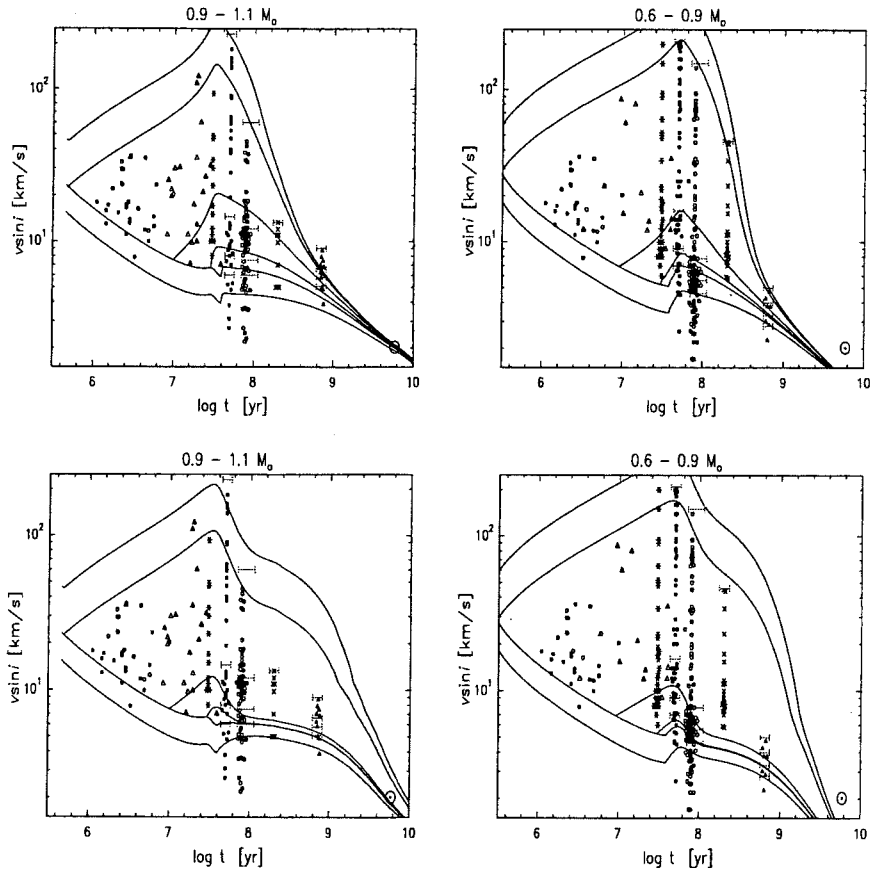


Fig. 4. Theoretical evolutionary tracks for angular velocity for 1 and 0.8 M_{\odot} stars, and two types of models. Upper panels show a model with a short coupling-time model ($\tau_c = 10^6$ yr) and lower panels show a model with $\tau_c = 10^8$ yrs (see text). Dashed horizontal lines are placed so that velocities correspond to the different percentages 10, 20, 50 and 100% (from bottom to top respectively), as computed in Tab. 1.

References

- Allain, S., 1997, *Astron. Astrophys.*, submitted
 Kawaler, S.D., 1988, *Astrophys. J.* **333**, 236
 MacGregor, K.B., Brenner, M.: 1991, *Astrophys. J.* **376**, 204.
 Prosser, C.F., 1992, *Astron. J.* **103**, 488.
 Prosser, C.F., Randich, S., Stauffer, J.R., Schimtt, J.H.M.M., Simon, T., 1996, *Astron. J.* **112**, 1570.
 Queloz, D., Allain, S., Mermilliod, J.C., Bouvier, J., Mayor, M., 1997, in preparation
 Stauffer, J.R., Prosser C.F., Giampapa M.S., Soderblom, D.R., Simon T., 1993, *Astron. J.* **106**, 229.

Annexe E

Distributions des vitesses de rotation dans les Pléiades

D. Queloz¹, S. Allain², J.C. Mermilliod³, J. Bouvier², M. Mayor¹

1. Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, URA CNRS 708, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
2. Observatoire de Genève, 51, chemin des Maillettes, CH-1290 Sauverny, Suisse
3. Institut d'astronomie de l'Université de Lausanne, CH-1290 Chavannes-des-Bois, Suisse

article soumis à *Astronomy & Astrophysics*, 1997

The rotational velocity of low-mass stars in the Pleiades cluster^{*}

D. Queloz^{1,**}, S. Allain², J.-C. Mermillod³, J. Bouvier², and M. Mayor¹

¹ Observatoire de Genève, 51 ch. des Maillettes, CH-1290 Sauverny, Switzerland

² Laboratoire d'Astrophysique, Observatoire de Grenoble, Université Joseph Fourier, B.P. 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France

³ Institut d'Astronomie de l'Université de Lausanne, CH-1290 Chavannes-des-bois, Switzerland

Received Jan. 98/ Accepted

Abstract. We present new $v \sin i$ measurements for 235 low-mass stars in the Pleiades. The differential rotational broadening has been resolved for all the stars in our sample. These results, combined with previously published measurements, provide a complete and unbiased rotation data set for stars in the mass range from 0.6 to $1.2M_{\odot}$. Applying a numerical inversion technique on the $v \sin i$ distributions, we derive the distributions of equatorial velocities for low-mass Pleiades members. We find that half of the Pleiades dwarfs with a mass between 0.6 to $1M_{\odot}$ have rotation rates lower than 10 km s^{-1} .

Comparison of the rotational distributions of low-mass members between IC 2602/2391 ($\sim 35 \text{ Myr}$) and the Pleiades ($\sim 100 \text{ Myr}$) suggests that G dwarfs behave like solid-bodies and follow Skumanich's law during this time span. However, comparison between Pleiades and older clusters -M34 ($\sim 200 \text{ Myr}$) and Hyades ($\sim 600 \text{ Myr}$)- indicates that the braking of slow rotators on the early main sequence is weaker than predicted by an asymptotical Skumanich's law. This strongly supports the view that angular momentum tapped in the radiative core of slow rotators on the zero age main sequence (ZAMS) resurfaces into the convective envelope between Pleiades and Hyades age. For the G-dwarfs, we derive a characteristic coupling time scale between the core and the envelope of about 200 Myr , which accounts for the observed evolution of surface rotation from the ZAMS to the Hyades.

The relationship between rotation and coronal activity in the Pleiades is in agreement with previous observations in other clusters and field stars. We show that the Rossby diagram provides an excellent description of the X-ray activity for all stars in the mass domain studied. The Pleiades data for slow and moderate rotators fills the gap between the X-ray-rotation correlation found for slow ro-

tators and the X-ray "saturation plateau" observed for young fast rotators. The transition between increasing X-ray flux with rotation and X-ray saturation is observed at $\log(P/\tau) = 0.8 \pm 0.1$. These results strengthen the hypothesis that the "saturation" of the angular momentum loss process depends on the stellar mass.

Key words: Open cluster: Pleiades (Melotte 22), Stars: rotation, evolution, activity, Techniques: spectroscopy

1. Introduction

In the past 10 years, numerous rotational velocity measurements have been obtained for low-mass pre-main sequence stars and members of nearby young open clusters. This set of observations has shown that the angular momentum of each star follows an evolutionary scenario from the star's birth to the age of the Sun. Though several models have been developed to describe the rotational history of low-mass stars, the data available to confront models with observations were still insufficient to provide an unambiguous validation of these models. The measurements of stellar rotation for various ages and the understanding of its evolution shall provide a way to get a better knowledge of the physical processes experienced by the star through its history. In particular, this shall give an alternative insight into the physics of young stars and their interactions with their proto-stellar and maybe their proto-planetary disks.

On the ZAMS, G type stars ($0.8 - 1.0M_{\odot}$) exhibit a large spread of rotational velocities. A difference of the order of 150 km s^{-1} is observed for G dwarfs in Alpha Per ($\approx 50 \text{ Myr}$) between the fastest and slowest rotators (Prosser 1992). At Hyades age (about 600 Myr), the spread has disappeared and the stars with masses in the 0.6 to $1M_{\odot}$ range show a monotonically decreasing rotational velocity with mass (Radick et al. 1987; Stauffer et al. 1997a). Over this time span, the fast rotators have been strongly

Send offprint requests to: Didier.Queloz@obs.unige.ch

* Based on observations collected at the Observatoire de Haute-Provence with ELODIE at the 193cm telescope and with CORAVEL at the 1m-swiss telescope

** Present address: Jet Propulsory Laboratory, Mail-Stop: 306-473, 4800 Oak Grove Drive, Pasadena, CA 91109, USA

braked but the slow rotators have only suffered a little braking. Moreover, the efficiency of the braking process also depends on the stellar mass. At the Pleiades age (≈ 100 Myr), almost all G type stars have converged down to slow rotation while K dwarfs stars still exhibit a large rotational spread (Mayor & Mermillod 1991; Soderblom et al. 1993). At the Hyades age, a significant spread in rotational velocity spread is only observed for stars less massive than $0.6M_{\odot}$ (Stauffer et al. 1997a).

Models have difficulties to simultaneously reproduce the large diversity of rotators at early ages and their strong convergence in a few 100 Myr years. The recent discovery of a bi-modal velocity distribution for pre-main sequence stars in Taurus and Orion (see Bouvier 1994; Choi & Herbst 1996) suggests that the magnetic coupling between the disk and the star (Camenzind 1990; Königl 1991) could prevent the young star from spinning up during its PMS contraction, yielding a large spread in the initial angular momentum distribution. On the main sequence, the star's rotation is mostly ruled by the angular momentum losses at the surface through a magnetized wind (Schatzmann 1962; Weber & Davis 1967) and by the angular momentum transfer in the inner parts of the star (Endal & Sofia 1978; Mac Gregor & Brenner 1991). Depending on the efficiency of the transfer and the disk lifetime, various scenarios can be predicted. The latest models of angular momentum evolution are from Krishnamurthi et al. (1997a), Bouvier et al. (1997b) and Allain (1998).

Numerous data on stellar rotation were available to these models, though not enough yet to derive the complete distributions of rotational velocity in young open clusters. The comparison between such distributions and the initial velocity distribution gathered from T Tauri observations would provide an important additional constraint on the models.

Unbiased rotational velocity distributions are hard to build, numerous observations being needed to get a statistically significant distribution. In this case, measurements of the projected velocity ($v \sin i$) is a good alternative to the direct measurement of rotation periods which requires a huge number of photometric measurements, difficult to achieve for a large sample of stars. Indeed, since the pioneering work of van Leeuwen & Alphenaar (1982), there have been several attempts to measure photometric periods in the Pleiades (see O'Dell et al. 1995 for a census of the observations; Krishnamurthi et al. 1997b). Up to now, 42 periods have been measured in this cluster, for stars with $(B-V)_0$ in the range 0.5 to 1.4. The detection of rotational periods for the whole sample of Pleiades stars in this mass range (more than 200 catalogued members) is difficult and will still take a few years.

Measurements of $v \sin i$ are more straightforward but are obviously affected by projection effects. Yet, the knowledge of the $v \sin i$ for a large stellar sample does provide a rich *statistical* information. It is then possible to extract an accurate estimate of the distribution of *equatorial* ve-

locities in a cluster from a large number of observed *projected* rotational velocities if the stellar sample is statistically representative of the stellar population of the cluster and if it does not suffer from incompleteness (i.e., all the $v \sin i$ must be resolved).

In the next section we present new $v \sin i$ measurements for 235 Pleiades low-mass members. We show that by taking into account the spectral type of stars, we can calibrate the intrinsic width of the spectral lines and measure the $v \sin i$ of very slow rotators down to 1.5 km s^{-1} . The calibration process is described in Sect. 2. We detect rotational broadening for all observed stars. More than 98% Pleiades members of the original Hertzsprung sample now have a resolved rotational velocity measurement up to $(B-V)_0=1.35$. The distributions of projected rotational velocities are then converted into distributions of equatorial velocities using a numerical algorithm described in Sect. 3. The velocity distributions for various mass ranges are presented in Sect. 4. In Sect. 5 we compare our results with those obtained for other open clusters and discuss the implications for the models. We also examine the relationship between X-ray flux and stellar rotation for Pleiades stars.

2. The $v \sin i$ measurements

The ultimate technique to measure projected equatorial rotational velocity ($v \sin i$) is certainly the Fourier transform technique (Smith & Gray 1976) if the signal-to-noise of spectra is high. The apparent magnitude of low mass stars in the Pleiades is however too faint for using such a technique. Cross-correlation algorithms which concentrate the spectral information have to be used. They allow us to measure the mean broadening of lines with a high precision even from low signal-to-noise spectra (Queloz 1995 and references herein). This technique is very efficient on F, G and K stars with slow and moderate rotation rates: applied to high resolution spectra covering a large wavelength range, it is known to yield projected rotational velocity with a precision of the order of 1 km s^{-1} for slow rotators (Benz & Mayor 1981, 1984).

For this study we used the CORAVEL (Baranne et al. 1977) and ELODIE (Baranne et al. 1996) spectrographs. CORAVEL is equipped with a mask, located in its focal plane. It builds cross-correlation functions by "optical" ways. ELODIE is the fiber-fed echelle spectrograph of the 193cm-telescope of the Haute-Provence Observatory. The echelle spectra are recorded on a 1024x1024 CCD and the cross-correlation functions are computed by an automatic reduction carried out directly after the observations using a K0 spectral type template (see in Baranne et al. 1996 for details about the reduction process).

Although the way to compute the cross-correlation functions is different for both instruments, the algorithm is similar. They both yield Gaussian shaped cross-correlation

functions of straightforward interpretations and perfectly fitted for rotation analysis. In both cases, the width of the cross-correlation function is estimated by fitting a Gaussian function. The accuracy of ELODIE observations is better than CORAVEL ones due to its higher spectral resolution but the $v \sin i$ measurements of both instruments are in good agreement (see below).

The mean broadening measured by the cross-correlation technique includes all intrinsic sources of line broadening such as micro and macroturbulence, pressure and magnetic Zeeman splitting. Therefore, the differential broadening of the cross-correlation function between two stars cannot directly be interpreted as only an effect of rotational broadening. This is probably the main limit to the accuracy of the $v \sin i$ determinations for slow rotators. However, the calibration of the $v \sin i$ carried out for ELODIE (see below) and those of Benz & Mayor (1984) for CORAVEL shows that a reliable interpretation of the differential broadening as a projected rotation velocity for F, G and K dwarf stars is possible down to a value of 2 km s^{-1} if both the spectral type and metallicity of stars are taken into account. The derivation of the rotational velocity distribution free of systematic effects through a range of mass for open cluster stars is thus possible.

2.1. Calibration of the ELODIE $v \sin i$ for slow rotating dwarf stars

The effect of stellar rotation on the spectral lines can be fairly well approximated by a convolution between a non-rotating spectrum and the analytical broadening function described in Gray (1976). This function, which only takes into account the geometrical effect of a solid body rotation and the center-to-limb darkness effect, is accurate enough for slow rotator measurements considering the uncertainties on the intrinsic widths of stellar spectral lines. Compared to a complete treatment with integration of spectra on a grid, this approximation leads to errors less than 1 km s^{-1} (Benz & Mayor 1981, Marcy & Chen 1992). In comparison the uncertainties on the knowledge of intrinsic widths of the cross-correlation reach 1.5 km s^{-1} (see below).

In the slow rotator domain, up to $v \sin i = 20 \text{ km s}^{-1}$, with our spectral resolution, the shape of the cross-correlation function is very well approximated by a Gaussian. Therefore, the effect of the rotational broadening can be expressed as a quadratic broadening of the cross-correlation function:

$$v \sin i = A \sqrt{\sigma^2 - \sigma_0^2}, \quad (1)$$

where σ is the observed width, σ_0 the intrinsic width (no rotation) and A the constant coupling the differential broadening of the cross-correlation functions to the $v \sin i$ of stars. With a sample of non-rotating stars ranging from G5 to M0 (see in Table 2 for references), a mean

value for A is measured. The result of the computation of the A constant from various non-rotating dwarf stars artificially broadened up to 20 km s^{-1} is listed in Table 1. In this rotation domain no difference greater than 0.3 km s^{-1} between each star has been measured. A mean value of $A = 1.9 \pm 0.1$ is used in this work.

Table 1. A constant computed with various non-rotating dwarf stars artificially broadened up to 20 km s^{-1} .

Name	B-V	A
HD 115641	0.7	1.99
HD 185144	0.8	1.86
HD 10476	0.84	1.98
HD 4628	0.88	1.96
HD 16169	0.95	1.93
HD 190007	1.15	1.85
HD 201092	1.37	1.86
mean value		1.92

The parameter σ_0 represents the mean intrinsic width for non-rotating stars. It depends on the instrumental profile and all intrinsic broadening phenomena affecting the spectral lines. Its precise knowledge is crucial to measure slow rotators below 5 km s^{-1} .

2.1.1. The intrinsic width of the cross-correlation function

ELODIE is an extremely stable instrument. It is kept in an isolated room with a temperature control and is fed by optical fibers. The instrumental profile is therefore very stable from one run to the other. In order to measure the value of the σ_0 parameter for a mass domain from $1.2 M_{\odot}$ to $0.5 M_{\odot}$, a set of non-rotating dwarf stars has been observed ranging from G0 to M0 (Table 2). With the reasonable assumption that all non-rotating stars with the same temperature and the same metallicity share similar intrinsic broadenings, this set of stars yields the following calibration (see on Fig. 1):

$$\sigma_0 = 0.27(B - V)^2 + 4.51 (\pm 0.06) (\text{ km s}^{-1}). \quad (2)$$

The 60 m s^{-1} typical uncertainty on the individual broadening of cross-correlation functions of each star yields a 1.5 km s^{-1} lower limit for $v \sin i$ measurements by our technique. It is worth stressing that such uncertainty has little impact on the $v \sin i$ measurements of rotators faster than 3 km s^{-1} (see on Fig. 1).

This calibration is also limited to star with solar metallicity. In particular the intrinsic widths of cross-correlation functions for stars HD 10700 and HD 190007 differ significantly from those of other stars having a similar temperature because of their specific metallicity content. The

star HD 10700 is a metal poor stars ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.57$ from Arribas & Crivellari 1989) and the star HD 190007 belongs to the "super-metal-rich" class stars (Taylor & Johnson 1987). All the other calibration stars have solar type metallicities. Since a rise of metallicity increases the number of saturated lines, the mean spectral width, seen by the correlation process, is slightly broadened. A diminution of the stellar metallicity content induces the opposite effect. The use of the above calibration for deficient and metal-rich stars would induce, respectively, a systematic $v \sin i$ underestimation and a systematic $v \sin i$ overestimation.

Table 2. Observed ELODIE cross-correlation width for a set of non-rotating stars. Column number: (3) $v \sin i$ from (a) Soderblom 1983 and (b) Gray 1984 (spectroscopic determination), (c) Noyes et al. 1984 (estimation from S index), (d) Baliunas et al. 1983 (estimation from rotation period); (4) width of the ELODIE cross-correlation function; (5) ELODIE $v \sin i$ (computed with Eq. 1 and 2). The $v \sin i$ values less than zero are artifacts due to uncertainties on the width measurement. Note both stars with an asterisk which differ from the calibration (see text for discussion).

Name	B-V	$v \sin i$ other km s^{-1}	σ km s^{-1}	$v \sin i$ ELODIE km s^{-1}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
HD 109358	0.59	1.8 ^a	4.793	2.5 ± 0.5
Sun	0.64	2.0	4.698	1.6 ± 0.7
HD 32923	0.65	1.6 ^a	4.720	1.8 ± 0.6
HD 217014	0.67	1.7 ^a	4.793	2.3 ± 0.5
HD 115617	0.71	0.0 ^b	4.685	1.1 ± 1.0
HD 10700*	0.72	0.9 ^b	4.563	-1.7 ± 0.6
HD 185144	0.80	0.4 ^b	4.635	-1.3 ± 0.9
HD 26965	0.82	1.0 ^c	4.750	1.1 ± 1.0
HD 10476	0.84	0.9 ^c	4.677	-0.9 ± 1.2
HD 3651	0.85	0.7 ^d	4.680	-0.9 ± 1.2
HD 166620	0.87	0.8 ^d	4.681	-1.0 ± 1.1
HD 4628	0.88	0.9 ^d	4.735	0.7 ± 1.5
HD 16160	0.95	0.7 ^d	4.758	1.3 ± 0.9
HD 160346	0.95	1.0 ^d	4.806	0.4 ± 1.7
HD 190007*	1.15	1.0 ^d	5.023	2.4 ± 0.5
HD 201091	1.17	0.8 ^d	4.980	1.9 ± 0.6
HD 201092	1.37	0.5 ^d	5.031	0.7 ± 1.7

We selected the same kind of analytical function as those used by Benz & Mayor (1994) to model the σ_0 change versus B-V. Such a choice already proved to be fairly good. We considered that the correction for high rotators included by Benz & Mayor (1984) was not worth adding to our ELODIE σ_0 calibration considering the small rotational velocities to measure. The calibration found for ELODIE is very close to the CORAVEL one. A rescaling of the ELODIE result (Eq. 2) to CORAVEL resolu-

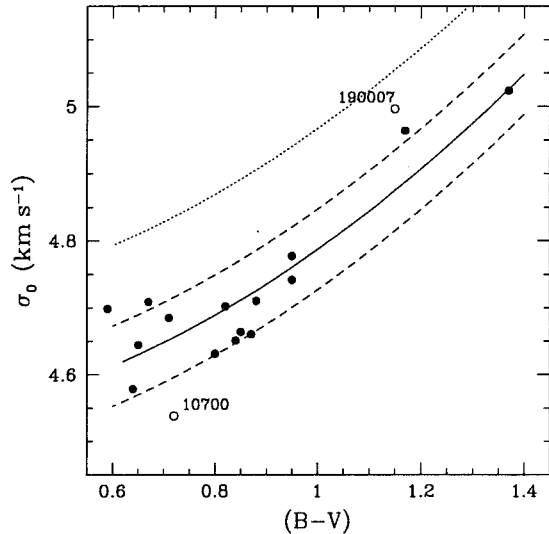


Fig. 1. Intrinsic width of the cross-correlation function (σ_0) vs ($B - V$) for a sample of non-rotating dwarf stars. σ_0 is computed with Eq. 1 using column (3) and (4) of Table 2. The solid line is Eq. 2 (fitted without HD 10700 and HD 190007 (open dots) values; see discussion in text). Dashed lines indicate a 60 ms^{-1} uncertainty on the knowledge of the intrinsic width of the cross-correlation function corresponding to $v \sin i \pm 1.5 \text{ km s}^{-1}$. The dotted line illustrates the σ -width of cross-correlation functions for stars with a rotation broadening $v \sin i = 3 \text{ km s}^{-1}$.

tion ($\sigma^2(\text{CORAVEL}) = \sigma^2(\text{ELODIE}) + (5.15)^2$) leads to $6.85 + 0.177(B - V)^2$, which is close to the direct Benz & Mayor (1984) calibration.

Various effects can produce the observed broadening of the cross-correlation function with the increase of B-V value of stars. We have first investigated an "instrumental effect" due to the cross-correlation technique itself. The resolution change of ELODIE through the wavelength domain is too small to have any significant effect. The cross-correlation function is the mean of spectral lines weighted by the continuum of spectrum. Since the template (or mask) optimization algorithm (Baranne et al. 1979) does not care about keeping a constant resolution through the wavelength domain, the relative weighting of lines (between blue lines and red lines) can affect the cross-correlation width. However no significant different width are observed between cross-correlation functions computed with the blue and the red domain of spectra.

Benz & Mayor (1984) argued that the increase of magnetic field in K and M dwarf stars is one of possible causes of the broadening of the cross-correlation function of late type stars. Using a correlation technique with magnetic sensitive templates (see Queloz et al. 1996 for details) an upper limit of 1kG can be set on our late type non-rotating standard stars. With a 1.5kG mean magnetic field upper limit, a Zeeman quadratic broadening of less

than 1.5 km s^{-1} is computed using a typical Landé factor $g_{\text{eff}} = 1$ for the lines. In our case, the magnetic field is not strong enough to be responsible of the broadening of the cross-correlation function of our standard late type stars.

The change of damping coefficient value is probably the main cause of the observed line broadening of late type stars. For most lines in cool stars the pressure broadening is of Van Der Waal type. The behavior of the γ_6 damping constant related to this broadening mechanism can be approximated as follow: $\log(\gamma_6) \sim \log(P) - 0.7 \log(T)$ (Gray 1976). Therefore, when the temperature decreases the damping parameter becomes stronger and the spectral lines broader. Since the macroturbulence decreases with the temperature (Gray 1984), the competition between the pressure broadening and the macroturbulence effect could be responsible for the flattening of the intrinsic broadening observed around $B-V=0.6$.

2.2. Pleiades stars

The $v \sin i$ measurements of 139 Pleiades stars with $0.5 < (B - V)_0 < 1.4$ are listed in Table 3. Most of these stars had previously only $v \sin i$ upper limits (see Soderblom et al. 1993). These new data significantly increase the number of resolved rotators. In this color range, almost all Pleiades stars located in the center of the cluster have now a $v \sin i$ measurement.

In Table 4, CORAVEL measurements are listed for 82 corona stars recently selected as new Pleiades members by Rosvick et al (1992) and Mermillod et al. (1997). This selection is based on proper motion, photometry and radial velocity measurements. For the corona stars selected on the basis of the van Leeuwen (1983) proper motion measurements, the probability to catch a non-member with a photometry and a proper motion in agreement with the Pleiades ones is 25% in a velocity range of 60 km s^{-1} around the Pleiades radial velocity (see the radial velocity distribution of non-members compared to that of members in Fig. 1 of Rosvick et al. 1992). For the selection of Mermillod et al. (1997), based on Artjikhina et al. (1970) proper motions, we expect more contaminants (2-3 times greater) because the accuracy of the astrometry is not as good as that of van Leeuwen (1983). Since candidate members were selected over a radial velocity domain of $\pm 2 \text{ km s}^{-1}$ (Rosvick et al. 1992) and $\pm 4 \text{ km s}^{-1}$ (Mermillod et al. 1997) around the cluster's mean radial velocity, and considering that the radial velocity of field stars is almost random around the cluster velocity, we may have like 3-4 non-members hidden in our corona sample. Such a small number of contaminants does not have significant impact on the final rotation velocity distribution.

The limited scanning domain of CORAVEL restricts the $v \sin i$ measurements to small and moderate rotators ($< 40 \text{ km s}^{-1}$). The faster rotators only have $v \sin i$ lower limit. For very fast rotating stars ($> 60 \text{ km s}^{-1}$), the cross-correlation function in the scanning domain is flat. The

CORAVEL measurements of stars cooler than F2 spectral type and without dip detection (referred as "no dip" in the tables) corresponds to the detection of fast rotating stars. The limitation of the width of the CORAVEL scanning domain yields also to a slight over-estimation of the $v \sin i$ for rotators faster than 30 km s^{-1} (see on Fig. 2). In that case, the width of the scanning window is too small to accurately measure the location of the continuum around the dip, and the Gaussian χ^2 -fit is biased towards broader Gaussians. The $v \sin i$ measurement of fast rotators observed with ELODIE has been computed by searching the best match between the observed cross-correlation functions and others computed from a non-rotating star artificially broadened by the Gray (1976) analytical function.

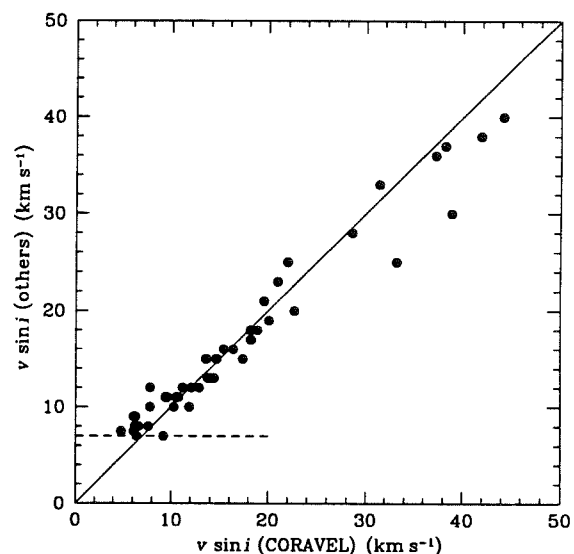


Fig. 2. The comparison between $v \sin i$ measurements from CORAVEL and from Soderblom et al. (1993) is displayed for common stars. The dashed line indicates the lower limit for Soderblom et al. (1993) measurements. For rotators faster than 30 km s^{-1} , the CORAVEL measurements exhibit a slight deviation from the one-to-one relation displayed by the solid line. This effect is caused by the limited scanning domain of CORAVEL.

In Table 5, ELODIE measurements of 16 corona stars from Pels's list suspected to be member by van Leeuwen (1983) are displayed. All these stars were selected as Pleiades members based on their photometry and proper motion. For all of them, we measure a radial velocity very close to the mean cluster velocity. By considering the size of the radial velocity selection window ($\pm 1 \text{ km s}^{-1}$) and by following the same argument than above regarding the contamination by field stars, we do not expect any non-member hidden in this sample.

Some stars in our sample (HII 1117, HII 173, HII 1348, HII 2027, HII 2147, HII 1101, Ib 288, Ib 146, V 198, Pels 3)

Table 3. CORAVEL and ELODIE $v \sin i$ measurements of Pleiades stars from the Hertzsprung (1947) and Soderblom (1993) samples. Most of these stars had previously only $v \sin i$ upper limits. SB2 indicates a double line spectroscopic binary where the two components are unresolved. An extra “a” or “b” character added to the name of stars indicates each component of a SB2 system. The stars detected as “no dip” by CORAVEL are unresolved very fast rotators ($v \sin i > 60 \text{ km s}^{-1}$).

star HII	B-V ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)		star HII	B-V ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)		star HII	B-V ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)	
		CORAVEL	ELODIE			CORAVEL	ELODIE			CORAVEL	ELODIE
25	0.443	44.2±4.9		793	1.378		5.0±0.8	1593	0.716	3.0±1.4	1.8±1.0
34	0.888	7.3±1.1	5.9±0.8	799	1.287		4.7±0.8	1613	0.494	20.1±0.8	
97	1.043		6.8±0.8	870	0.68		9.7±0.9	1726	0.505	12.9±0.7	
102	0.684	18.3±0.5		879	1.032	7.2±1.3	5.6±0.8	1756	1.325		5.0±0.8
120	0.666	9.4±1.2		882	1.040	no dip		1766	0.435	22.7±1.3	
129	0.830	5.3±1.4		883	1.086		3.8±0.8	1776	0.680	10.3±1.0	9.8±0.9
152	0.647	11.1±1.2	11.8±0.9	885	0.988	6.1±1.1	5.2±0.8	1785	1.361		6.5±0.8
164	0.459	38.9±5.1		890	1.344		5.4±0.8	1794	0.589	11.2±0.8	
173a	0.73	7.8±1.2		915	1.199		9.3±0.8	1797	0.515	19.6±0.9	
173b	0.83	6.3±2.2		916	0.824	6.7±1.0	5.6±0.8	1856	0.514	15.4±0.9	
174	0.811	no dip		923	0.579	18.2±0.6		1924	0.568	14.2±0.7	
186	0.76	11.1±0.7		974	1.288		4.2±0.8	2016	1.181		9.8±0.9
189	1.328		4.7±0.8	996	0.603	11.9±0.8		2027a	0.76	5.6±1.6	
191	1.36		9.1±0.8	1015	0.609	9.6±1.1		2106	0.823	3.7±1.5	8.0±0.8
193	0.758	6.3±1.4	6.8±0.8	1032	0.733	37.2±1.9		2126	0.815	2.6±1.7	5.3±0.8
233	0.493	14.1±0.7		1039	0.958	< 5	4.9±0.8	2147a	0.742	6.9±3.2	
248	0.738	12.1±1.1		1061	1.358		7.1±0.8	2147b	0.742	10.8±2.3	
250	0.637	6.9±1.1	5.9±0.8	1095	0.858	3.6±2.6	3.6±0.8	2172	0.582	10.3±0.4	
253	0.648	38.2±1.8		1100	1.088		5.4±0.8	2209	1.336		5.4±0.8
263	0.836	7.8±0.8		1101	0.572	SB2		2278	0.828	6.1±0.9	7.7±0.8
293	0.665	6.6±1.0	5.1±0.8	1110	1.170		5.9±0.8	2284	0.743	3.5±1.3	3.7±0.8
296	0.799	14.7±0.9		1114	1.357		7.3±0.8	2311	0.780	6.2±1.3	6.5±0.8
298	0.835	6.6±1.1	6.3±0.8	1117a	0.62	6.4±2.6		2341	0.672	3.4±1.7	3.6±0.8
303	0.856	17.4±0.7		1117b	0.67	3.6±2.5		2366	0.779	2.9±1.7	4.3±0.8
314	0.613	41.9±1.6		1122	0.425	28.6±1.2		2406	0.720	9.2±0.5	8.5±0.8
320	0.840	10.8±0.5		1124	0.924	5.6±3.3	3.5±0.8	2407 [†]	0.910		6.3±0.8
338	0.428	>40		1132	0.451	>40		2462	0.791	5.4±1.2	4.9±0.8
345	0.806	18.9±0.7		1136	0.784	no dip		2500	0.58	33.0±3.4	
357	1.182		10.0±0.9	1139	0.437	31.4±1.9		2506	0.552	13.8±0.8	
380	1.171		6.0±0.8	1182	0.597	16.4±1.1		2548	1.297		5.7±0.8
405	0.495	18.2±1.0		1200	0.507	13.7±0.9		2588	1.133		5.2±0.8
430	0.777	7.3±1.0	6.3±0.8	1207	0.591	5.1±1.3		2644	0.698	3.6±1.9	5.0±0.8
451	1.169		5.7±0.8	1215	0.599	6.5±0.9	4.1±0.8	2665	0.790	5.9±1.2	5.4±0.8
476	0.53	21.0±1.0		1220	0.830	4.8±1.3	6.3±0.8	2741	0.972		7.8±0.8
489	0.594	18.3±0.8		1275	0.791	6.4±1.2	6.4±0.8	2786	0.562	22.0±1.0	
513	1.275		7.4±0.8	1298	0.957	5.6±2.2	4.8±0.8	2870	0.974		4.0±0.8
514	0.657	10.5±1.0		1332	0.988	< 2	5.3±0.8	2880	0.818	6.3±1.1	6.0±0.8
522	0.879	3.6±0.8	4.4±0.8	1348a	1.05		5.1±0.8	2881*	0.920	7.8±1.1	13.3±1.0
571	0.748	7.6±0.5	6.8±0.8	1348b	1.35		1.8±0.8	2984	0.961		5.4±0.8
590	1.323		6.9±0.8	1355	1.362		12.5±0.9	3019	1.174		6.0±0.8
627	0.473	33.2±1.3		1392	0.55	15.7±1.6		3096	0.948	6.2±1.3	
636	0.981		3.5±0.8	1454	1.068		3.3±0.8	3097	0.697	14.6±0.3	
659	0.66	12.2±1.1		1485	1.309		42.0±2.2	3104	1.24		7.1±0.8
676	1.065		5.5±0.8	1512	1.207		5.3±0.8	3179	0.529	5.5±1.2	4.3±0.8
727	0.519	>40		1514	0.609	13.6±0.8		3187	1.139		6.2±0.8
739	0.586	14.4±0.6		1516	1.267		105±10				
746	0.768	4.9±1.0	4.8±0.8	1553	1.078		9.6±0.9				

([†]) Binary systems with rotations synchronized to the orbital motion.

(*) Suspected long period double line spectroscopic binary (unresolved).

Table 4. CORAVEL $v \sin i$ measurement of stars located in the corona of the Pleiades and recently selected by Rosvick et al. (1992) and by Mermillod et al. (1997) as cluster members.

star	(B-V) ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)	star	(B-V) ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)	star	(B-V) ₀	$v \sin i$ (km s ⁻¹)
R60	0.440	no dip	Pels 39*	0.83	2.0±2.0	Pels 143	0.85	5.2±1.2
S151x	0.46	21.6±1.0	Pels 40	0.53	11.9±0.7	Pels 146	0.62	17.6±1.4
S183x	0.5	32.3±1.4	Pels 44	0.86	3.9±3.1	Pels 150	0.48	26.3±1.7
S37	0.403	no dip	Pels 45	0.78	7.8±1.3	Pels 151	0.67	5.5±2.2
S39	0.424	no dip	Pels 46	0.7	8.1±1.2	Pels 173	0.41	36.7±3.0
Pels 3	0.47	SB2	Pels 47	0.86	4.5±1.5	Pels 174	0.54	>40
Pels 4	0.78	2.6±1.7	Pels 50	0.8	7.0±1.5	Ia 317	0.5	>40
Pels 5	0.66	11.1±0.9	Pels 56	0.77	>40	Ib 038	0.66	10.9±0.9
Pels 6	0.47	35.9±3.1	Pels 60	0.52	no dip	Ib 055	0.74	6.6±1.0
Pels 7	0.62	2.7±1.9	Pels 68	0.81	6.7±2.0	Ib 078	1.03	6.4±1.1
Pels 8	0.64	15.5±1.0	Pels 69	0.81	16.3±0.8	Ib 146a	0.45	12.4±3.5
Pels 11	0.82	5.2±1.3	Pels 71	0.77	9.1±1.1	Ib 146b	0.5	8.6±5.3
Pels 12	0.69	11.2±0.9	Pels 75	0.87	>40	Ib 288	1.01	SB2
Pels 15	0.54	24.4±1.1	Pels 78	0.7	8.8±1.1	II 293	0.65	8.5±0.9
Pels 17	0.5	29.3±2.0	Pels 79	0.73	2.8±1.7	II 359	0.57	16.6±0.9
Pels 18	0.58	11.8±1.0	Pels 83	0.69	14.5±1.1	III 059	0.8	4.1±1.2
Pels 19	0.85	4.8±1.4	Pels 86	0.45	no dip	III 079	0.43	no dip
Pels 20	0.61	9.6±1.1	Pels 89	0.84	3.2±2.1	III 391	0.73	2.3±1.8
Pels 23	0.55	36.2±1.7	Pels 121	0.62	4.9±1.1	III 679	0.96	4.1±1.5
Pels 25	0.443	no dip	Pels 123	0.92	3.1±2.1	III 700	0.67	9.3±0.9
Pels 28	0.94	8.9±1.2	Pels 124	0.5	20.5±0.9	IV 131	0.77	2.2±1.5
Pels 29	0.6	33.8±1.9	Pels 126	0.58	9.8±1.0	IV 314	0.98	2.7±2.8
Pels 30	0.9	6.7±1.1	Pels 128	0.61	4.6±1.5	V 088	0.77	5.2±1.2
Pels 31	0.94	12.2±1.0	Pels 135	0.45	no dip	V 198a	0.6	10.5±1.1
Pels 34	0.69	3.6±1.4	Pels 137	1.01	3.6±1.6	V 198b	0.87	2.0±2.0
Pels 35	0.51	19.4±1.1	Pels 138	0.76	5.6±1.6	V 308	0.78	8.0±1.0
Pels 37	0.63	13.4±2.6	Pels 140	0.45	11.5±1.2			
Pels 38	0.73	3.1±2.0	Pels 142	0.81	3.9±1.5			

(*) Pels 39 lies slightly above the main sequence but doesn't show any hint of binarity with radial velocities. However, its very small $v \sin i$ value is an indication that this star could be a non-member.

Table 5. ELODIE $v \sin i$ and radial velocity (V_r) measurements of new members of the Pleiades corona. ($O - C$) is the velocity difference with the mean velocity of the cluster corrected from the projection effect. Note that, in order to use the convergent point measured by Rosvick et al. (1992) to compute the ($O - C$), the ELODIE measurements have been converted into the CORAVEL zero point reference frame. The following velocity offset has been used: $V_E - V_C = 0.48 - 1.45(B - V) + 0.53(B - V)^2$ (Udry et al. 1998).

star	(B-V) ₀	$v \sin i$	V_r	(O - C)	star	(B-V) ₀	$v \sin i$	V_r	(O - C)
Pels 9	1.0	5.5±0.8	6.41	-0.15	Pels 72	0.72	160±10	6.00	0.78
Pels 22	0.90	12.1±0.9	5.08	0.34	Pels 109	1.31	5.5±0.8	4.96	-0.35
Pels 41	0.90	5.1±0.8	5.59	0.56	Pels 114	1.04	6.0±0.8	6.70	0.21
Pels 43	0.92	6.8±0.8	4.92	0.04	Pels 115	1.06	5.5±0.8	6.28	0.24
Pels 59	0.99	5.6±0.8	5.06	0.02	Pels 137	1.01	5.2±0.8	4.90	0.12
Pels 63	1.07	2.9±0.8	7.41	-0.36	Pels 162	0.91	3.2±0.8	6.10	-0.18
Pels 66	1.0	4.9±0.8	7.39	0.45	Pels 189	0.93	4.9±0.8	5.87	0.53
Pels 71	0.77	11.1±0.9	6.25	0.23	Pels 192	1.34	11.4±0.9	6.77	0.34

have been detected as double-lined spectroscopic binaries (SB2). For most of them we clearly resolved each component and we are able to measure their rotational broadening. Moreover, since we know their mass ratio either from the relative contrast of their cross-correlation function or from the orbit solution (when there is one), we can also estimate their $(B-V)_0$ and use that value to compute their $v \sin i$. Each of these measurements are identified in Tables 3 and 4 with the standard notation used by spectroscopists for SB2 binaries. An extra “a” or “b” character has been added to the star name.

For all stars in common between CORAVEL and ELODIE observed samples, the comparison of $v \sin i$ measured shows a good agreement (see Fig. 3) with a difference less than 1 km s^{-1} down to $v \sin i \approx 3 \text{ km s}^{-1}$. The standard deviation of the $v \sin i$ difference 1.4 km s^{-1} is in agreement with the combined error estimate. This strengthens the reliability of our results and clearly pushes our $v \sin i$ detection limit down to 3 km s^{-1} . Since both sets of data are coherent, they have been merged together. When two measurements are available for the same star, a weighted mean is computed.

The resulting $v \sin i$ distribution of low-mass Pleiades stars is shown in Fig. 4. The ELODIE and CORAVEL samples were completed with published $v \sin i$ measurements (Soderblom et al. 1993) when the star was not observed by ELODIE or CORAVEL or when it was detected as a fast rotator with only a CORAVEL lower limit. The whole set of data displayed on Fig. 4 is the $v \sin i$ sample used in the data analysis below to compute the distributions of equatorial velocity in Pleiades. Note that the following Pleiades stars are excluded for the data analysis: HII 761, HII 1136, HII 1338, HII 2407. They are all short period binaries with rotation rates synchronized with their orbital motions. Their rotation rate is driven by the tidal interaction between each components instead of by the angular momentum history of each star itself.

The comparison between $v \sin i$ measurements and period measurements provides an external check to our calibration. There are 19 slow rotators ($v \sin i < 15 \text{ km s}^{-1}$) in our sample with known rotational periods (Prosser et al. 1995; O’Dell et al. 1995; Krishnamurthi et al. 1997b). We find that the resulting $\sin i$ distribution ($v \sin i/v$) is consistent with a random $\sin i$ distribution. We must caution, however, that such a small sample leaves large statistical uncertainties.

The $v \sin i$ distribution of the corona stars compared to that located in the center does not show any significant differences excepted perhaps in the $0.77-0.94 (B-V)_0$ range where a slight excess of slow rotators might be seen in the corona (see on Fig. 4). In this $(B-V)_0$ range, the K-S statistical test indicates a probability of 96% that the difference between the $v \sin i$ distributions of the corona and the core of cluster is real. It may thus be that some of the slowest rotators in this $(B-V)_0$ range are not Pleiades members since we do expect 3-4 field stars to contami-

nate our corona sample (see above). At this point, this difference cannot be interpreted as an intrinsic difference between the rotational velocity distributions of corona and core stars.

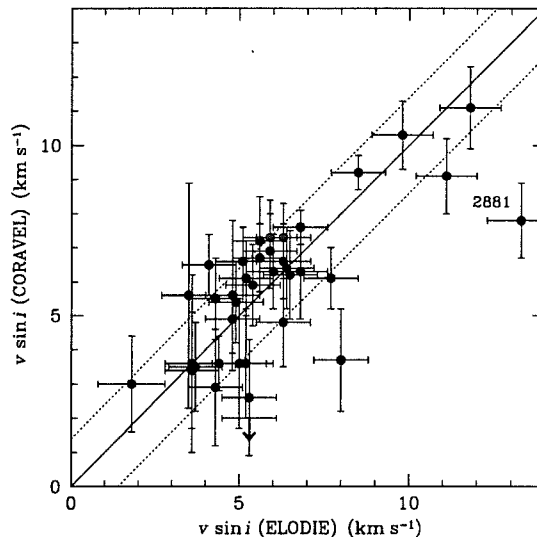


Fig. 3. Comparison between ELODIE and CORAVEL $v \sin i$ measurements of Pleiades stars. The solid line indicates the one-to-one relation and the dotted lines $\pm 1.4 \text{ km s}^{-1}$. Both data sets show a very good agreement excepted for HII 2881. However this star is suspected to be an unresolved SB2. It is a close visual binary (Bouvier et al. 1997a) and the CORAVEL data show a radial velocity variability and changes of the width of the cross-correlation function over few years.

Finally, for the sake of completeness, Table 6 lists stars identified in the literature as probable Pleiades member but whose radial velocity is found here to conflict with membership. We consider these stars as non-members. For the 3 Pels objects, this is a somewhat conservative conclusion since we only have one velocity measurement. A second measurement at least is necessary to exclude SB1 and conclude on their membership. However, the very small $v \sin i$ values of these 3 stars is an extra indication that they are likely to be field stars.

3. Rotational velocity distribution

A numerical method is used to derive the distribution of equatorial velocities from the complete sample of $v \sin i$. We use the statistical relationships between the projected rotations and the equatorial rotations derived by Chandrasekhar & Münch (1950), and the numerical inversion procedure developed by Gaigé (1992).

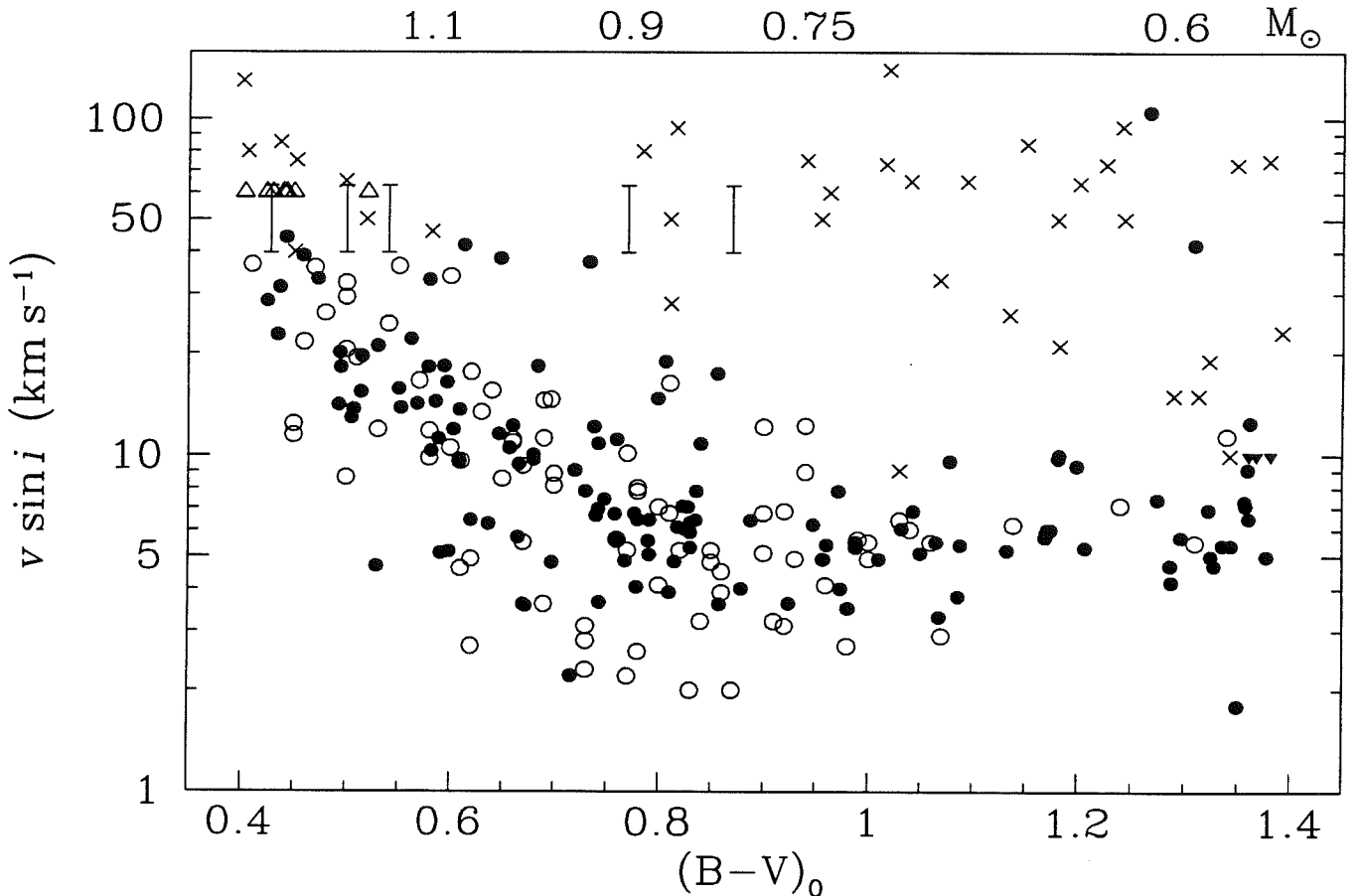


Fig. 4. $v \sin i$ of Pleiades stars with spectral type ranging from F5 to M0. Measurements from this work are displayed as circles. The filled ones represent stars within a distance of $80'$ from the cluster's center and the empty ones are stars in the Pleiades corona ($r > 80'$). The crosses represent measurements from other sources (see Soderblom 1993). The triangles indicate unresolved $v \sin i$ (head-up: lower limit, head-down: upper limit). The error bars are used for CORAVEL measurements with large $v \sin i$ where systematic effects decrease the accuracy of the measurements (see text for explanations). The binary systems which are synchronized by tidal effects are not displayed.

Table 6. New stars detected as non-members of Pleiades.

star	V_r	JDB	$v \sin i$
Pels 93	-31.2	50394.7	< 2
Pels 117	11.1	50394.4	2
Pels 132	24.9	50394.6	< 2
HII3030	-7	49752.4	< 2
	-4	50394.5	< 2

3.1. Procedure description

Chandrasekhar and Münch (1950) first expressed the analytical relationships between the distributions of projected and equatorial velocities, under the assumption that rotational axes are randomly distributed in space. With $y =$

$v \sin i$, its distribution $\phi(y)$ is related to the distribution of equatorial velocities $f(v)$ by:

$$\phi(y) = y \int_y^\infty \frac{f(v)}{v(v^2 - y^2)^{1/2}} dv, \quad (3)$$

and

$$f(v) = -\frac{2}{\pi} v^2 \frac{\partial}{\partial v} v \int_v^\infty \frac{\phi(y)}{y^2(y^2 - v^2)^{1/2}} dy. \quad (4)$$

In order to solve the inverse problem, i.e., to compute $f(v)$ from $\phi(y)$ from Eq. 4, the (non continuous) distribution of projected velocities has to be differentiated. Chandrasekhar and Münch suggested that it would be easier to first assume a parametric form for $f(v)$, then to compute the corresponding $v \sin i$ distribution (direct problem) and finally adjust a set of parameters to reproduce the observations. But this method requires assumptions on the a priori unknown shape of $f(v)$. The large number

of $v \sin i$ resolved in the Pleiades allow us instead to use a numerical inversion method to measure $f(v)$ from $\phi(y)$.

The numerical computation of Eq. 4 requires that $\phi(y)$ be a continuous function. In order to transform the observed distribution into a continuous function, we suppose that the contribution of each $v \sin i$ measurement (y_i) to the final distribution $\phi(y)$ can be modeled by a Gaussian-shape distribution probability $p_i(y) = 1/(l\sqrt{2\pi}) \exp(-(y-y_i)^2/(2l^2))$, centered in y_i and with l the σ -width of the Gaussian (Gaigé 1992). In other words, each measurement is “distributed” over a $v \sin i$ range with a Gaussian probability. Under this assumption, the distribution of projected velocities becomes a continuous function formed by a sum of Gaussians:

$$\phi(y) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(y), \quad (5)$$

with N the number of measurements. With these assumptions, Eq. 4 is finally solved using standard differentiation and integration algorithms (see Gaigé 1992 for details).

In addition, we define the cumulative distributions both for projected and equatorial velocities:

$$\Phi(y) = \int_0^y \phi(x) dx, \quad F(v) = \int_0^v f(w) dw$$

3.2. Tests on the stability on the inversion procedure.

The detailed shape of the inverse distributions $f(v)$ and $F(v)$ depends upon the number of stars N , and on the width of the Gaussian l used to transform the observed projected distribution into a continuous one. In order to test the stability of the inversion procedure and to investigate the influence of l and N , we run Monte-Carlo simulations starting from a synthetic initial equatorial velocity distribution $f_0(v)$. This distribution has been chosen so as to mimic the observed distribution in the Pleiades: a peak at low velocity and a high-velocity tail. The steps of our Monte-carlo simulation are the following: First we generate a sample of N equatorial velocities v_i distributed along $f_0(v)$. Second, a random $\sin i$ is applied to each velocity to simulate an observed projected rotational velocity y_i . Third we compute the continue velocity distribution $\phi(y)$. Finally we solve Eq. 4 and we get a measurement of the equatorial velocity distribution $f(v)$.

As first order test we have run this simulation for a large number of measurements (1000). In all cases, the “measured” equatorial rotational velocity distribution $f(v)$, was equivalent to the original $f_0(v)$. It means that the inversion procedure is robust and does not introduce systematic biases in the final result. We proceed by investigating the influence of l and the sample size (N) with the same Monte-Carlo method. We used various values of N between 20 and 200 and two values of l : 1 and 4 km s^{-1} . On Fig. 5 we display the result of these simulations for $N = 100$.

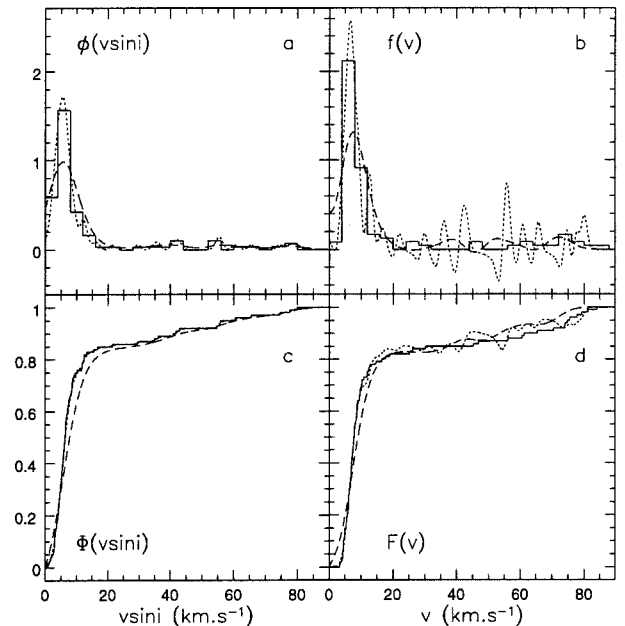


Fig. 5. Example of the influence of the parameter l on the inversion procedure and the measurement of the rotational velocity distribution for a sample of 100 measurements. **a** solid line displays a simulated projected velocity distribution computed from the $f_0(v)$ distribution showed in panel **b**. The continue estimation $\phi(y)$ is displayed with dotted line for $l = 1 \text{ km s}^{-1}$ and dashed line $l = 4 \text{ km s}^{-1}$. **b** solid line indicates initial velocity distribution $f_0(v)$. Dotted and dashed lines show the final result after the Monte-Carlo simulation for respectively $l = 1 \text{ km s}^{-1}$ and $l = 4 \text{ km s}^{-1}$. **c-d** same than **a** and **b** panels but the cumulative distributions are displayed.

Regardless of the sample size, the peak of the synthetic $\phi(y)$ distribution is well fitted using a small value of l , while for larger l the agreement is poor. For the high-velocity tail, where the number of stars is small, oscillations tend to develop for low- N and low- l values. The main issue is thus to determine the correct value of l , as a function of N , which yields a good fit to the original distribution. On the one hand, a small value of l leads to unrealistic fluctuations in the fit of the $\phi(y)$ distributions, especially for the tail of fast rotators. On the other, a large l value leads to a much smoother curve which does not reproduce well the sharp low-velocity peak. The high-velocity tail is better reproduced with a large l value and the details of the low-velocity peak with a smaller value of l .

Cumulative distributions are less sensitive to the parameter l . For a given rotation value, the frequency distribution is sensitive to the number of stars in the bin-width l centered on this value, while cumulative distribution depends only on the sum of projected or equatorial rotational velocity up to this value. In all cases, a small l , leads to a better match of the cumulative distributions.

The inversion of both curves ($\phi(y)_{l=1}$ and $\phi(y)_{l=4}$) is displayed on Fig. 5b and d. Statistical fluctuations are amplified by the numerical inversion leading to important differences between the two curves. For small l , the frequency distribution can even take unphysical negative values in the high-velocity tail, leading to a local decrease of the cumulative distribution.

In summary, two main factors have led to the selection of the best value of l : the number of measurements and the shape of the $v \sin i$ distribution. In the case of the Pleiades, the observed distribution shows a sharp peak at low velocities, and an extending tail to the rapid rotators (see on Fig. 6). With the large numbers of slow rotators and the high precision of $v \sin i$ measurements one can use a small l in this domain. On the contrary, the small number of fast rotators requires a large value of l . Therefore we decided to use a l parameter which scales upon $v \sin i$ as $l \approx 0.2 v \sin i$, with a minimum of 0.8 km s^{-1} for small rotators and a maximum of 10 km s^{-1} for large $v \sin i$ (these values might slightly vary from one mass bin to another). In addition we have imposed a lower limit of 1.5 km s^{-1} on the value of l corresponding to the errors on $v \sin i$ measurements for slow rotators. Our results displayed on Fig. 6 indicates that this choice is fairly good.

4. Equatorial rotational velocity distributions in the Pleiades

The distributions of projected velocities observed in the Pleiades are fitted and inverted using the inversion procedure described in the previous section. Since all $v \sin i$ are resolved and we have a complete sample free of any selection effect up to $(B-V)_0 = 1.3$, the equatorial velocity distributions for various mass ranges in the $0.6\text{--}1.4 M_\odot$ domain can be measured. Table 7 lists the mass bins within which the inversion was performed and the corresponding number of measurements. The sample below $0.6 M_\odot$ ($(B-V)_0 > 1.29$) is not complete and is biased towards the moderate rotators by some $v \sin i$ upper limits. The statistical results computed for this mass range have to be taken with caution.

The cumulative distributions of equatorial velocities for each bin of mass are displayed in Fig. 7. They show very different shapes between each others. Among the stars with masses above $1.1 M_\odot$ there are no slow rotators. Below $1 M_\odot$, the fraction of slow rotators dramatically increases and most of them have an equatorial velocity less than 15 km s^{-1} . The smallest fraction of fast rotators ($\geq 20 \text{ km s}^{-1}$) is measured in the $0.9\text{--}1.0 M_\odot$ mass bin. But the highest ratio of very slow rotators ($\leq 10 \text{ km s}^{-1}$) is observed for K dwarfs. About half of stars with a mass between $0.75 M_\odot$ and $0.9 M_\odot$ have rotations less than 7.5 km s^{-1} or $\Omega < 5 \Omega_\odot$.

In order to check if there is any difference between the velocity distributions in the core and in the corona

(stars located at a distance larger than $80'$ away from the center), we computed distributions for both samples separately. For all the wide mass range studied ($0.6\text{--}0.9$, $0.9\text{--}1.1$, $1.1\text{--}1.5 M_\odot$) no significant difference was found between the corona and the core. However in the $0.75\text{--}0.9 M_\odot$ sub-range a slight excess of slow rotator is found in the corona compared to the core. We interpret this difference as the result of a contamination of our data by few non-members. Indeed, after having rejected the 2 slowest rotators no significant difference remains between both distributions. Considering the size of our samples and the small number of non-members foreseen from the selection process, we expect very little effects stemming from the contamination on the final results shown in this paper.

In order to set reliable constraints for the modeling of angular momentum evolution of stars, we have computed the error bars on the cumulative distributions due to the finite number of measurements used. For each mass bin we have first randomly generated a synthetic set of equatorial rotational velocities equal to the number of $v \sin i$ measurements carried out and statistically distributed along the inverted distribution $f(v)$. We have multiplied each rotational velocity by a random value of $\sin i$ in order to get a simulated set of "observed data". We have finally applied our inversion procedure to derive a reconstructed $f(v)$ distribution. By repeating this process many times (100) we obtain an estimate of the statistical noise affecting our final distributions. The resulting 1σ error bars are listed in Table 7.

5. Discussion

5.1. Comparison with others clusters

The Hyades cluster is an excellent comparison cluster. It is older, its members are well known and rotational periods have been measured for numerous stars over a mass domain starting from late F up to late K (Radick et al. 1987). From G to early K the rotators show very small scatter per mass domain, so that it is possible to define a single mass-rotation sequence and use it as a reference. Few others clusters have such a complete sample of rotational data carried out without any selection or observational bias. In M 34, IC 2391 and IC 2602 recent measurements have been collected respectively by Jones et al. (1997) and Stauffer et al. (1997b). According to these authors, the G dwarf samples in these clusters are almost complete and free of any significant observational bias towards fast rotators, such as X-ray selection. The contamination of M34 candidate members by field stars is likely higher than in IC 2391 and IC 2602 and its slow rotators barely resolved. Nevertheless, because the age of M 34 is so critical to characterize the evolution of rotation in late-type dwarfs, we have decided to retain this set of data. For our analysis we consider that all these clusters can be used as an age

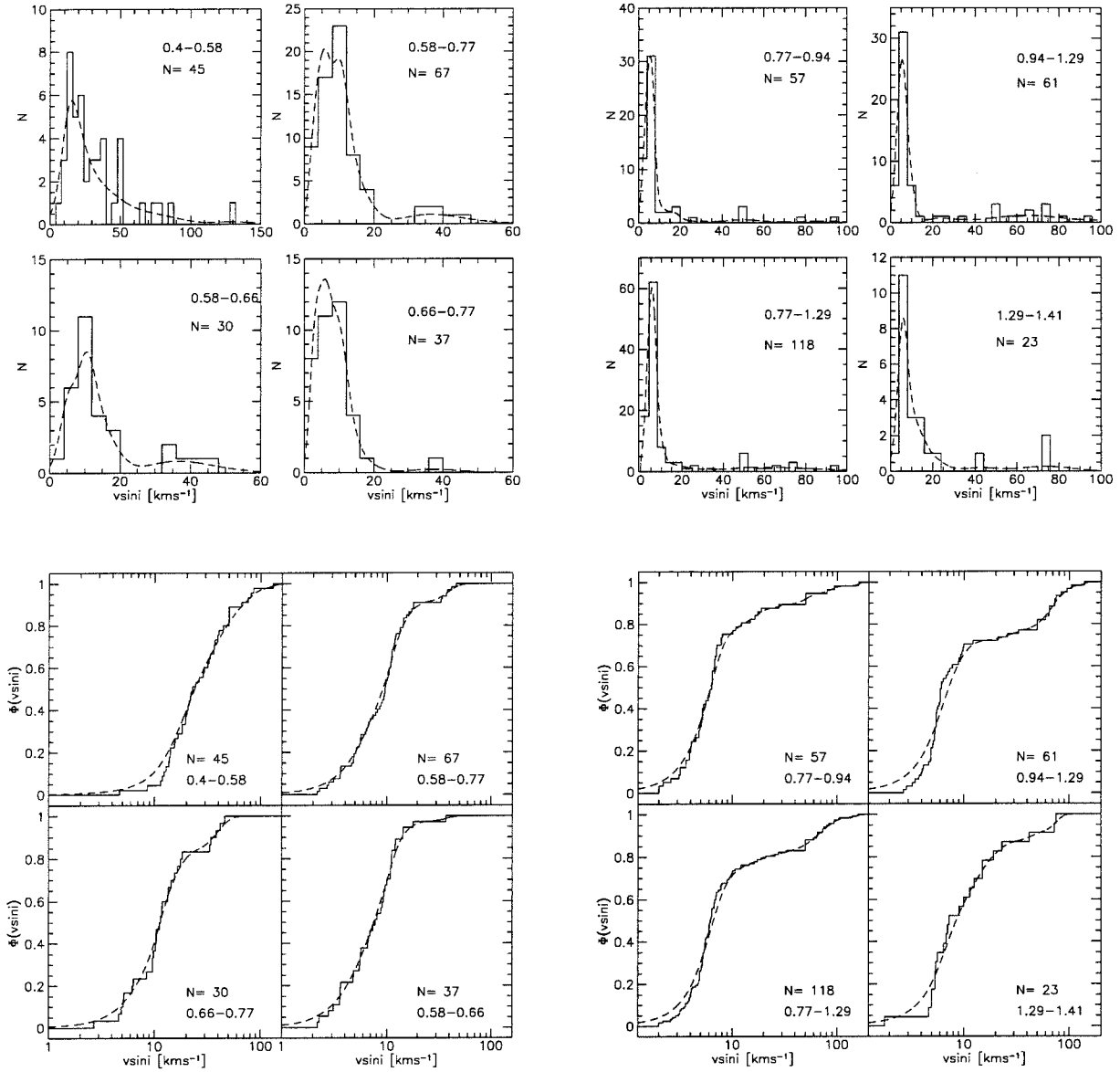


Fig. 6. Upper panels Histograms of observed $v \sin i$ distributions for all selected mass domains (displayed in $(B-V)_0$ ranges) and their fitted continuous distributions (dashed) which is used in the inversion process. Lower panels similar but the cumulative distributions are displayed.

sequence to track the evolution of the rotation of the slow rotators before and after the Pleiades age. We use the median of the rotational velocity distribution ($F(v) = 50\%$), a kind of upper limit for the slow rotators distribution, as a statistical indicator of the behavior of this population. This indicator, contrary to the mean, does not depend on the exact value of rotation for the smaller rotators. It is also little affected by the incompleteness that could arise from a few very-fast rotators which could have been missed or which have spectral lines too much broadened to measure reliable $v \sin i$. For M34, IC 2391 and IC 2602 clusters, the median of the velocity distributions is esti-

mated from the median of $v \sin i$ distributions divided by $4/\pi$. Monte-Carlo simulations show that this correction is accurate enough (10% difference) if the velocity distribution has a similar shape to that measured in the Pleiades for the $0.58 < (B-V)_0 < 0.77$ domain.

The comparison between the Pleiades and the Hyades is shown in Fig. 8. It indicates that 50% of the Pleiades G and K dwarfs have a rotation rate at most about twice as large as that of Hyades dwarfs. With an age of 100 Myr for the Pleiades (see Basri et al. 1996 for a very complete discussion of this value), and an age of 600 Myr for the Hyades, this would lead to $\Omega(t) \approx t^{-\alpha}$, with $\alpha = 0.28$ in-

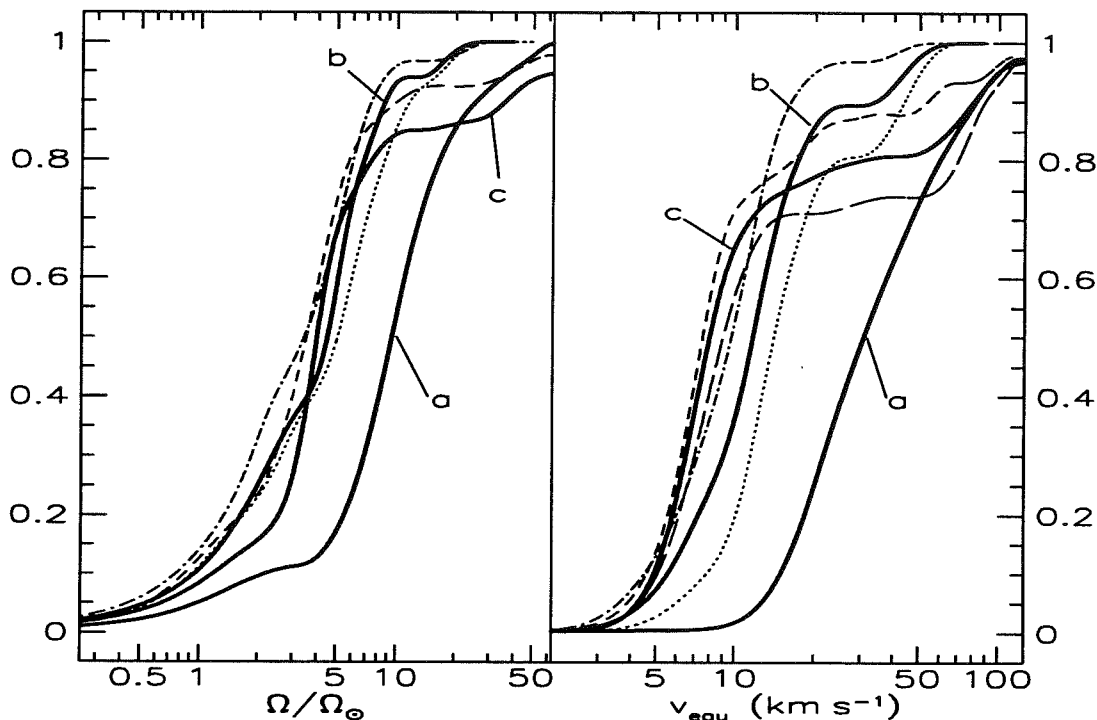


Fig. 7. Cumulative distributions of the equatorial (V_{equ}) and angular (Ω/Ω_{\odot}) velocity in Pleiades for various mass domains (M_{\odot}). Wide bins : a 1.1 – 1.5, b 0.9 – 1.1, c 0.6 – 0.9. Narrow bins: (dot) 1.0 – 1.1, (dot-dash) 0.9 – 1.0, (short dash) 0.75 – 0.9, (long dash) 0.6 – 1.75.

stead of the canonical 0.5 exponent of Skumanich's (1972) relationship. Since the G dwarfs and early K dwarfs do not contract any more beyond 100 Myr, their angular momentum evolution is only driven by losses from stellar wind and, possibly, the resurfacing of the (faster) core rotation. The small value of the exponent that we find for the Skumanich-type power-law above is therefore an indication that either the braking of moderate rotators is less efficient than predicted by the asymptotical Skumanich's relationship ($dJ/dt \propto \Omega^3$) or that some recoupling between the core and envelope occurs between the age of the Pleiades and the Hyades age, with the fast spinning core transferring angular momentum to the envelope.

The 10% slowest rotators of the Pleiades have rotation rates quite similar to those of Hyades dwarfs. If we scale the rotational behaviour of moderate rotators from Pleiades to Hyades to this population of very slow rotators, we would expect to find some stars in Hyades with rotation periods similar to the Sun. Even though this seems to conflict with current data on the rotation of late-type dwarfs in the Hyades, the relatively small sample studied by Radick et al. (1987) does not preclude the existence of 10% or so extremely slow, solar-type rotators in the Hyades.

IC 2391 and IC 2602 are both very young clusters of about 35 Myr and their G dwarfs have barely finished to contract. The G dwarf sample in these clusters therefore provides an estimate of the rotational distribution on the ZAMS. The median rotation rate observed in these clusters agrees well with the value predicted by Skumanich's relationship applied backwards in time starting from the Pleiades and assuming solid body rotation. This suggests that these rotators experience non-saturated braking, i.e., $dJ/dt \propto \Omega^3$. Since the median velocity of Pleiades and Hyades dwarfs is even lower than that of IC cluster dwarfs, they too must lie in a regime where the angular momentum losses are not yet saturated, which occurs at about 10–25 km s^{-1} for solar type stars (see below). If a "partially-saturated" braking regime had occurred between the IC clusters and the Pleiades, we would have observed more fast rotators in the Pleiades. Similarly, recoupling of the fast rotating core with the slow rotating envelope earlier than Pleiades is also unlikely since in this case a faster median rotation would have been measured in the Pleiades. Altogether, the evolution of the median velocity from the Pleiades to the Hyades is then best understood as the result of angular momentum from the core resurfacing into the envelope within this few 100 Myr time span.

Table 7. Statistics on the distribution of the rotational velocity in Pleiades for each mass domain selected: N is the number of stars in the mass bin considered. In the upper part of the Table, the percentages of stars with velocities less than 20, 10, 7.5 and 5 km s^{-1} are listed in each mass bin. In the lower part, the equatorial velocity v corresponding to various values of the cumulative distribution is indicated. See in text for explanations about the error bar estimates.

(B-V) ₀ range	Mass M_{\odot}	N	Fraction of stars (in %) with			
			$v < 20 \text{ km s}^{-1}$	$v < 10 \text{ km s}^{-1}$	$v < 7.5 \text{ km s}^{-1}$	$v < 5 \text{ km s}^{-1}$
0.4 – 0.58	1.1 – 1.5	45	24.6±5.4	1.7±2	0.6±1.3	0.4±0.7
0.58 – 0.77	0.9 – 1.1	67	85.8±4.6	36.1±6.1	21.3±7.1	7.1±3.6
0.58 – 0.66	1.0 – 1.1	30	74.6±8.4	19.4±8.6	9.1±5.7	2.7±3.1
0.66 – 0.77	0.9 – 1.0	37	94.9±3.7	52.9±10.0	32.3±9.2	12.8±5.9
0.77 – 1.29	0.6 – 0.9	118	77.3±3.7	65.5±4.1	44.0±3.9	10.6±2.9
0.77 – 0.94	0.75 – 0.9	57	84.2±4.1	71.6±5.3	50.2±5.7	13.4±4.7
0.94 – 1.29	0.6 – 0.75	61	71.0±6.2	57.4±5.1	35.3±4.9	9.1±3.4
1.29 – 1.41	0.5 – 0.6^(†)	23	76.4±9	45.7±9.5	26.5±7.7	5.6±4.9
			velocity v (km s^{-1}) such as			
			$F(v) < 10\%$	$F(v) < 20\%$	$F(v) < 50\%$	$F(v) < 90\%$
0.4 – 0.58	1.1 – 1.5	45	14.9±2.1	18.4±1.9	30.6±2.7	82 ± 11
0.58 – 0.77	0.9 – 1.1	67	5.5 ± 1.0	7.2±0.9	11.6±0.9	34 ± 8
0.58 – 0.66	1.0 – 1.1	30	7.8 ± 1.3	10.1±1.2	14.0±1.7	44 ± 10
0.66 – 0.77	0.9 – 1.0	37	4.5 ± 1.0	6.0±0.9	9.6±1.0	16.1±3.3
0.77 – 1.29	0.6 – 0.9	118	4.9 ± 0.4	5.8±0.3	7.9±0.4	80 ± 13
0.77 – 0.94	0.75 – 0.9	57	4.6 ± 0.5	5.5±0.4	7.5±0.4	53 ± 23
0.94 – 1.29	0.6 – 0.75	61	5.0 ± 0.5	6.1±0.5	8.9±3.3	89 ± 13
1.29 – 1.41	0.5 – 0.6^(†)	23	5.6±1.0	6.8±1.0	10.8±2.0	72 ± 25

^(†) The selected sample in this mass range suffers from incompleteness. The number of slow rotators is underestimated. The fraction of stars with $v < 7.5 \text{ km s}^{-1}$ and $v < 5 \text{ km s}^{-1}$ are only lower limit estimates.

The median rotation rate of G and early K dwarfs in the M34 cluster is slightly higher than the Pleiades one. According to Jones et al. (1997), contamination by field stars can be expected in the M34 sample, which would underestimate the true median velocity. Since M34 is older than Pleiades –between 180 Myr (Meynet et al. 1993) and 250 Myr (Jones et al. 1997)–, this result does not fit immediately into the paradigm of the continuous braking of stellar rotation with time on the main sequence. The different ages assigned to M34 by Jones et al. (1997) and Meynet et al. (1993) mostly result from the use of different reddening corrections: 0.07 in the former, and 0.11 in the latter. A reanalysis of Geneva photometric measurements and UBV data tends to favor a higher reddening and the Meynet et al. (1993) age of 180 Myr. The age difference between Pleiades and M34 could thus be sufficiently small so that the rotational distributions would look somewhat similar. In addition, there is some uncertainty on the value of G dwarf median rotation velocity of M34 due to the small number of observations carried out (18). However, the nearly equal median velocities measured for G dwarfs in the Pleiades and in M34 can be readily understood if resurfacing of core angular momentum into the convective envelope occurs on a time scale of about 100 Myr.

These results thus provide a coherent global picture for the observed evolution of the median velocity of G dwarfs from 35 Myr to 600 Myr, which strongly suggests that the initially fast rotating radiative core transfers angular momentum to the convective envelope on a timescale of $\simeq 100$ Myr. An alternative to the core-decoupling interpretation would be to assume that the rotational distribution on the ZAMS differs from cluster to cluster. The spread in initial angular momentum builds up during the pre-main sequence as the star is still locked to its circumstellar disk. Any difference in the disk-lifetime distribution between clusters would thus lead to different ZAMS velocity distributions. In such a case, the early velocity distribution would be primarily driven by the physical parameters of the proto-stellar local environment and not by the age of clusters. Moreover the subtle effects of metallicity and binary content upon angular momentum losses are not yet elucidated. However, there is currently no evidence that these effects can strongly impact upon the angular momentum evolution of young low-mass stars. For instance, both single and binary G and K dwarfs in the Pleiades appear to follow the same rotational velocity distribution (Bouvier et al. 1997a). Pending evidence that other processes than those currently included in the models can af-

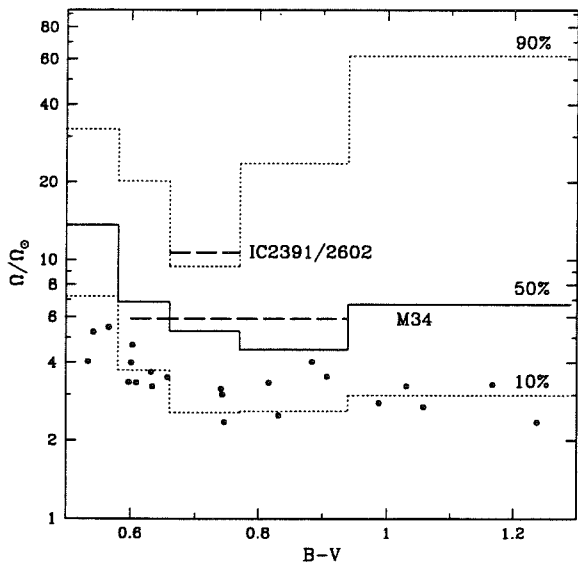


Fig. 8. Rotational velocity distribution of the Pleiades compared to that of the Hyades, M34 and IC2391/2602. The dots represent the individual rotation period measurements of Hyades dwarfs converted to angular velocity. The median of the rotational velocity distribution for the Pleiades $F(< 50\%)$ and two border values $F(< 10\%)$ and $F(< 90\%)$ are displayed by solid and dotted lines. Dashed lines indicate the median of the velocity distribution for G-dwarfs for both young clusters IC 2391, IC 2602 and M34 computed from their $v \sin i$ cumulative distributions and corrected by $4/\pi$.

fect the angular momentum evolution of young stars, our results favor the hypothesis of core-envelope recoupling during the early main sequence evolution.

5.2. The activity-rotation connection

Since the pioneering work of Kraft (1967), many studies have been carried out about the relation between the rotation and the activity of stars. It is now obvious that both the chromospheric and the coronal emission is tightly linked to the stellar rotation and to the depth of the stellar convection zone—or convective turnover time τ_c —and such a relationship is consistent with the qualitative predictions of the $\alpha\omega$ -dynamo magnetic field generation.

The recent ROSAT observations of nearby open clusters have boosted our knowledge about the X-ray emission of young stars (see Caillault 1996, for references). The best way to display the connection between the magnetic field generation and the stellar activity is probably the Rossby diagram (activity indicator versus Rossby number R_0). Noyes et al. (1984) has clearly shown, using the Ca H-K lines as an activity indicator, that such a diagram allows one to combine a wide range of mass without extra scattering.

When the Rossby diagram is displayed for dwarf stars with spectral types between F5 to M5, with $\log(L_X/L_{bol})$ in ordinate as an indicator of the coronal activity, it shows an obvious discontinuity near $\log(N_R) \approx -0.75$. On the one hand, for the rapid rotators, a "saturation plateau" suggests an upper limit of about $\log(L_X/L_{bol}) \approx -3$. On the other hand, for slow rotators—Hyades and most field stars—, $\log(L_X/L_{bol})$ steadily decreases when the Rossby number increases (see for examples Patten & Simon 1996; Randich et al. 1996). The exact location of the transition between the saturated and unsaturated regimes is still ill-defined due to the lack of precise rotation measurements for rotators in the 5 to 15 km s^{-1} range. Most of the G and K dwarfs in the Pleiades have rotation rates less than 20 km s^{-1} and therefore lie around the transition zone between the "saturation plateau" and the Hyades in the Rossby diagram. They thus provide an opportunity to fill a scarce populated region of the Rossby diagram.

To build a Rossby diagram with our Pleiades data, we have converted our $v \sin i$ measurements into a $v \sin i$ -based Rossby number: $\log(R_0/\sin i) = \log R_0 - \log \sin i = \log(P/\sin i \times 1/\tau_c)$ where $P/\sin i$ is derived from $v \sin i$ using the radius- $(B-V)_0$ calibration of Schmidt-Kaler (1982). The turnover time τ_c is computed from Eq. 4 of Noyes et al. (1984). The cumulative distribution of $\log(\sin i)$ is a very steep function around zero with a mean of -0.13 and a 90% probability to have $\log(v \sin i) > -0.38$. The spread in the Rossby diagram induced by the $\sin i$ distribution alone is less than the spread observed for Hyades and field stars at a given $\log(L_X/L_{bol})$ value in this diagram. The $\sin i$ statistics therefore merely introduces a bias in the diagram by systematically shifting the data towards higher Rossby numbers. The distribution of $\log(\sin i)$ is strongly skewed. Quite often in the literature, individual $v \sin i$ measurements are transformed into V_{equ} by multiplying $v \sin i$ by the average factor $4/\pi$. However, this correction is valid only for the mean rotational velocity and cannot be applied to individual measurements.

On Fig. 9 the Rossby diagram is displayed for all Pleiades dwarfs with $0.5 < (B-V)_0 < 1.4$ and X-ray measurements from ROSAT PSPC imager. All known binaries have been rejected. As expected, the Pleiades data lie around the transition zone. Taking into account the statistical shift and the spread arising from the $v \sin i$ -based Rossby number, the Pleiades data perfectly link the slowly rotating field and Hyades dwarfs and the fast rotators on the X-ray plateau. The slope in the non-saturated regime is about -2 in agreement with earlier results and theoretical arguments from Maggio et al. (1987) and Schmitt et al. (1985). In a recent work on Alpha Per, Randich et al. (1996) found a much flatter slope of about -1 . This value was derived from a least-square fit based on a limited sample of slow rotators whose rotation periods were partly estimated from $v \sin i$ measurements. Therefore this value is likely to be an lower limit than an estimate of the slope.

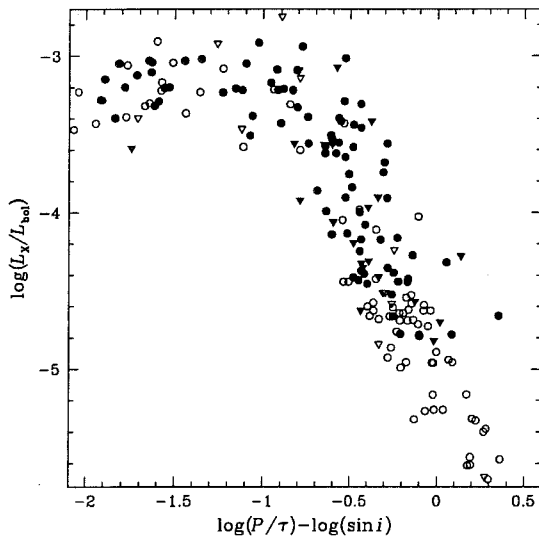


Fig. 9. Rossby diagram based on $v \sin i$ measurement of Pleiades stars with $0.5 < (B-V)_0 < 1.4$ (filled symbols). All the known binaries have been rejected. The X-ray data are from Stauffer et al. (1994) and Micela et al. (1996). Empty symbols represents stars from Alpha Per, Hyades and field stars whose rotational period has been directly measured ($\sin i = 1$ in this plot) and ROSAT PSPC observations (data from Hempelmann et al. 1995, Randich et al. 1996 and Allain et al. 1997).

The transition zone lies at about $\log(P/\tau) = -0.8 \pm 0.1$, in agreement with a recent work from Stauffer et al. (1997b). The shape of the Rossby diagram is the same if with restrict the sample to limited mass ranges. The only effect is to shift the whole set of data towards the saturation plateau for stars with smaller masses. This effect is easily understood as these stars have deeper convective zone –and then larger τ_c – and include more fast rotators than higher mass stars. In conclusion, the Rossby diagram provides a coherent description of the rotation–activity connection in the mass range $0.5\text{--}1.2M_\odot$. It shows that the saturation phenomenon is tightly linked to the stellar mass. Such a mass-dependent saturation effect had been previously suggested by Collier Cameron & Li (1994) and Barnes & Sofia (1996) and is confirmed here by Pleiades data.

6. Conclusions

From a complete and unbiased set of $v \sin i$ measurements, we have computed the distribution of equatorial velocities in the Pleiades for various mass ranges between 0.5 and $1.5M_\odot$. Comparison with the distribution of rotational velocities in the Hyades, M 34, IC 2391 and IC 2602 yields a coherent picture for the angular momentum evolution of the convective envelope.

The comparison with the younger clusters IC 2391 and IC 2602 suggests that most Pleiades G–dwarfs are in an unsaturated braking law regime. The rotational evolution of moderate rotators in early stages is in agreement with a solid body rotation driven by Skumanich’s relationship. The relationship between $v \sin i$ and X-ray emission indicates that the transition between saturated X-ray emission and its steady decrease with rotation occurs at about $P = 2$ d or $v \sin i = 25 \text{ km s}^{-1}$ for solar-type stars. About 10% of Pleiades G dwarfs lie in the saturation domain.

The comparison with older cluster such as M 34 and the Hyades strongly suggests that angular momentum is transported from the fast rotating core to the convective envelope on a time scale of about 100–200 Myr on the early main sequence. An alternative interpretation would call for intrinsic differences in the distribution of initial angular momenta from clusters to clusters, which is not currently supported by observations.

The advent, in the next decade, of multi-fiber spectrographs on large telescopes will offer the possibility of determining the $v \sin i$ distributions of more remote clusters of various ages and abundances as well as the rotational properties of very low-mass stars ($0.1\text{--}0.5M_\odot$). This will undoubtedly improve our understanding of the rotational evolution of young stars and provide new clues to the physical mechanisms responsible for angular momentum transport in stellar interiors.

Acknowledgements. We are grateful to S. Udry who kindly provided us his help for all operations with the CORAVEL database. D.Q. acknowledges support from the swiss FNRS.

References

- Allain S. Fernández M., Martín E.L., Bouvier J. 1997, *A&A* 314, 173
- Allain S. 1998, in preparation
- Arribas S., Crivellari L. 1989, *A&A* 210, 211
- Artjikhina N.M., Kalinina E. 1970, *Tr. Sternberg Astr. Inst.* 39, 111
- Baliunas S.L., Vaughan A.H., Hartmann L. et al. 1983, *ApJ* 275, 752
- Baranne A., Mayor M., Poncet J.-L. 1979, *Vistas in Astron.*, 23, 279
- Baranne A., Queloz D., Mayor M., et al. 1996, *A&A Suppl. Ser* 119, 1
- Barnes S., Sofia S. 1996, *ApJ* 462, 746
- Basri G., Marcy G.W., Graham J.R. 1996, *ApJ* 458, 600
- Benz W., Mayor M. 1981, *A&A* 93, 235
- Benz W., Mayor M. 1984, *A&A* 138, 2183
- Bouvier J. 1994, in *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, Eighth Cambridge Workshop*, Jean-Pierre Caillault (ed.), *ASP Conf. Ser.* 64, 151
- Bouvier J., Rigaut F., Nadeau D. 1997a, *A&A* 323, 139
- Bouvier J., Forestini M., Allain S. 1997b, *A&A* 326, 1023
- Caillault J.-P. 1996, in *Cool stars, Stellar Systems, and the Sun, 9th Cambridge Workshop*, Pallavicini and Andrea K. Dupree (eds.) *ASP Conf Ser* 109, 325

- Camenzind A.C. 1990, in *Rev. Modern Astronomy*, G. Klare (eds.), 3, 234
- Chandrasekhar S., Munch G. 1950, *ApJ* 111, 142
- Choi P.I., Herbst W. 1996, *AJ* 111, 283
- Collier Cameron A., Li J. 1994, *MNRAS* 269, 1099
- Endal A.S., Sofia S. 1978, *ApJ* 220, 279
- Gaigé Y. 1992, *A&A* 269, 267
- Gray D. F. 1976, "The Observation and Analysis of Stellar Photospheres", Wiley & Sons Inc (eds.), New York.
- Gray D.F. 1984, *ApJ* 281, 719
- Hempelmann A., Schmitt J.H.M.M., Schultz M., Rüdiger G., Stepień 1995, *A&A* 294, 515
- Hertzprung E. 1947, *Ann. Sterrewarte Leiden* 19, No. 1A
- Jones B.F., Fischer D., Shetrone M., Soderblom D.R. 1997, *AJ* 114, 352
- Königl A. 1991, *ApJ* 370, L39
- Kraft R.P. 1967, *ApJ* 150, 551
- Krishnamurthi A., Pinsonneault M.H., Barnes S., Sofia S. 1997a, *ApJ* 480, 303
- Krishnamurthi A., Terndrup D.M., Pinsonneault et al. 1997b, *ApJ* in press
- Mac Gregor K.B., Brenner M. 1991, *ApJ* 376, 204
- Maggio A., Sciortino S., Vaiana G.S. et al. 1987, *ApJ* 315, 687
- Marcy G.W., Chen G.H. 1992, *ApJ* 390, 550
- Mayor M., Mermillod J.-C. 1991, in "Angular momentum evolution of young stars", NATA Workshop, S. Catalano and J.R. Stauffer (Ed.), Kluwer Publ. Co., Dordrecht/Boston/Londo, 201
- Mermillod J.-C., Bratschi P., Mayor M. 1997, *A&A* 320, 74
- Meynet G., Mermillod J.-C., Maeder A. 1993, *A&AS*, 98, 477
- Micela G., Sciortino S., Kashyap V. Jr., Harnden F. R., Rosner R. 1996, *ApJ Suppl. Ser.* 102, 75
- Noyes R.W., Hartmann L.W., Baliunas S.L., Duncan D.K., Vaughan A.H. 1984, *ApJ* 279, 763
- O'Dell M.A., Panagi P., Hendry M.A., Collier Cameron A. 1995, *A&A* 294, 715
- Patten B. M., Simon T. 1996, *ApJ Supl. Ser* 106, 489
- Prosser C.F. 1992, *AJ* 103, 488
- Prosser C.F., Shetrone M.D., Dasgupta A. et al. 1995, *PASP* 107, 211
- Queloz D., 1995, in "New Developments in Array Technology and Applications", Davis Philip A.G. et al. (eds.), 221
- Queloz D., Babel J., Mayor M. 1996, in 9th Cambridge Workshop, "Cool Stars Stellar System and the Sun", R. Pallavicini & A.K. Dupree (eds.), ASP Conf. Ser. 109, 627
- Radick R.R., Thompson D.T., Lockwood G.W., Duncan D.K., Bagget W.E. 1987, *ApJ* 321, 459
- Randich S. Schmidt J.H.M.M., Proser C.F., Stauffer J.R. 1996, *A&A* 305, 785
- Rosvick J.M., Mermillod J.-C., Mayor M. 1992, *A&A* 255, 130
- Schatzmann E. 1962, *Ann. d'Astrophys.*, 25, 18
- Schmitt J.H.M.M., Golub L., Harnden F.R.Jr et al. 1985, *ApJ* 290, 307
- Skumanich A. 1972, *ApJ* 171, 565
- Smith M. A., Gray D. F., 1976, *PASP* 88, 809
- Soderblom D. 1983, *ApJ Suppl. Ser.* 53, 1
- Soderblom D.R., Stauffer J.R., Hudon J.D., Jones B.F. 1993, *ApJ Suppl. Ser.* 85, 315
- Stauffer J.R., Caillaut J., Gagne M., Prosser C., Hartmann L. 1994, *ApJ Suppl. Ser.* 91, 625
- Stauffer J.R., Balachandran S.C., Krishnamurthi A. et al. 1997a, *ApJ* 475, 604
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Prosser C.F. et al. 1997b, *ApJ* 479, 776
- Taylor B.J., Johnson S. 1987, *ApJ* 322, 930
- Udry S. et al. 1998, in preparation
- van Leeuwen F. 1983, Ph.D. dissertation (Leiden)
- van Leeuwen F., Alphenaar P., 1982, *ESO Messenger* 28, 15
- Weber E.J., Davis L. 1967, *ApJ*, 148, 217

RÉSUMÉ

Cette thèse présente l'étude de la rotation des étoiles de faible masse (entre $0,5$ et $1,2 M_{\odot}$) pendant leurs phases pré-séquence principale, depuis les T Tauri âgées de quelques millions d'années, et séquence principale, à quelques milliards d'années. Deux approches complémentaires ont été utilisées : les observations apportent de nouvelles mesures de rotation de ces objets et la modélisation permet de comprendre les processus physiques mis en jeu.

Les observations ont porté essentiellement sur les amas jeunes, IC4665, Alpha Persée et les Pléiades. Dans ces amas, les étoiles de type solaire sont à un âge charnière entre la phase pré-séquence principale et la séquence principale. Alors qu'un grand pourcentage d'étoiles tournent à des vitesses inférieures à 10 km.s^{-1} , leurs vitesses de rotation exactes n'étaient pas connues à cause des limites de résolution instrumentales. Grâce aux instruments CORAVEL et ELODIE de l'OHP, toutes les vitesses de rotation sont maintenant résolues dans α Persée et les Pléiades pour les étoiles de masse comprise entre $0,6$ et $1,1 M_{\odot}$. Les distributions de vitesse équatoriales en fonction de la masse ont été construites dans les deux amas et sont comparées aux modèles.

Un modèle d'évolution du moment cinétique a été développé, qui permet de prendre en compte l'évolution pré-séquence principale : les changements de structure interne, l'effet d'un disque d'accrétion, la perte de moment cinétique à la surface et le transfert de moment cinétique entre le coeur et l'enveloppe. Les nouvelles données apportent des contraintes fortes quand au transport de moment cinétique dans les intérieurs stellaires. Dans les étoiles en rotation rapide, un transfert très efficace du moment cinétique permet à l'étoile de garder une rotation quasi-solide pendant toute son évolution, de la phase T Tauri jusqu'à l'âge du Soleil, en accord avec les observations de l'intérieur solaire. Par contre, l'existence même d'un grand nombre de rotateurs lents nécessite un découplage entre le coeur et l'enveloppe, avec un temps caractéristique de couplage de 100 millions d'années. L'évolution de la vitesse de ces rotateurs très lents au début de la séquence principale, pendant laquelle leur vitesse varie très peu, est également en accord avec un temps de couplage très long.