



HAL
open science

Rotation et activité dans les étoiles T Tauri

Jerome Bouvier

► **To cite this version:**

Jerome Bouvier. Rotation et activité dans les étoiles T Tauri. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1987. Français. NNT: . tel-00725122

HAL Id: tel-00725122

<https://theses.hal.science/tel-00725122>

Submitted on 24 Aug 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.

UNIVERSITE de PARIS VII

THESE en SCIENCES PHYSIQUES

Mention "ASTROPHYSIQUE et TECHNIQUES SPATIALES"

ROTATION ET ACTIVITE DANS LES ETOILES T TAURI

Présentée par

Jérôme BOUVIER

Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Soutenue le 25 Mars 1987 devant la Commission d'examen

M. I. APPENZELLER	Rapporteur
M. J. AUDOUZE	
M. C. BERTOUT	
M. J. HEYVAERTS	Président
M. A. MANGENEY	Rapporteur
M. J.C. PECKER	

UNIVERSITE de PARIS VII

THESE en SCIENCES PHYSIQUES

Mention "ASTROPHYSIQUE et TECHNIQUES SPATIALES"

ROTATION ET ACTIVITE DANS LES ETOILES T TAURI

Présentée par

Jérôme BOUVIER

Pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences

Soutenue le 25 Mars 1987 devant la Commission d'examen

M. I. APPENZELLER	Rapporteur
M. J. AUDOUZE	
M. C. BERTOUT	
M. J. HEYVAERTS	Président
M. A. MANGENEY	Rapporteur
M. J.C. PECKER	

à Catherine

J'ai grand plaisir à remercier Claude Bertout qui, par son encadrement enthousiaste, a su répondre aux espoirs que j'avais placés dans l'apprentissage de la recherche. Sa disponibilité et ses encouragements m'ont constamment soutenu au long de ce travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude à J. Audouze qui a permis la réalisation de cette étude au sein de l'Institut d'Astrophysique, à I. Appenzeller pour l'accueil qu'il m'a réservé à l'Observatoire de Heidelberg et à L. Woltjer qui a rendu possible un long séjour à l'ESO, Chili, durant lequel les observations qui fondent cette thèse ont été réalisées.

Je suis reconnaissant à I. Appenzeller, J. Audouze, A. Mangeney et J.C. Pecker d'avoir accepté de faire partie du Jury et je remercie particulièrement J. Heyvaerts d'en avoir assumé la présidence.

Je suis heureux de remercier ceux qui ont participé à l'acquisition ou à la réduction des nombreuses observations qui sont à la source de l'étude présentée ici : P. Bouchet, W. Benz, M. Mayor, F. Rufener, A. Duquenoy, M. Burnet, R. Schulte-Ladbeck et R. Vega. Mes remerciements vont également au personnel technique de La Silla, dont la diligence et la compétence ont fortement contribué au succès des observations.

Parmi les personnes qui m'ont prodigué soutien, encouragements ou m'ont fait bénéficier de leurs connaissances, je tiens à remercier tout particulièrement T. Montmerle, M. Dennefeld et F. Praderie.

INTRODUCTION

I – Les étoiles T Tauri : us et coutumes

1. Introduction	1
2. Propriétés des étoiles T Tauri	2
3. Les modèles	6
4. Les sources d'énergie	8
5. Conclusion	10

Références et Figures

II – Variabilité photométrique et champs magnétiques photosphériques

1. Introduction	1
*2. Les taches magnétiques des étoiles T Tauri	7
2.1. Les étoiles T Tauri : des variables irrégulières?	7
2.2. Variations photométriques périodiques : les interprétations non-magnétiques	8
2.3. Variations photométriques périodiques : l'interprétation magnétique	12
2.4. Modélisation	13
2.5. Résultats	16
2.6. Discussion	27
3. Conclusion	35

Références, Tables et Figures

III – Chauffage atmosphérique et processus dynamo

1. Introduction	1
2. Bilan énergétique : les paramètres pertinents	4
2.1. Efficacité du processus dynamo	4
2.2. La mesure des pertes radiatives dans les atmosphères stellaires	7
2.3. Relations activité–rotation dans les étoiles de type solaire	11
3. Existence et limite du processus dynamo dans les étoiles T Tauri	16
3.1. Paramètres stellaires et nombre de Rossby	16
3.2. Mesure des diagnostics d'activité	19
3.3. Provenance des échantillons d'étoiles de type solaire	22
3.4. Diagrammes activité–rotation	23
4. Discussion	28
4.1. Mode d'action de la dynamo	28
4.2. Structure atmosphérique	31
4.3. Comparaison avec les modèles théoriques	34
4.4. Processus de chauffage non–radiatif	37
5. Conclusion	40
Références, Tables et Figures	

CONCLUSION

Appendice A : *DN Tauri: a spotted T Tauri star*

Appendice B : *Rotation in T Tauri stars. I. Observations and immediate analysis*

INTRODUCTION

Le 18 Octobre 1985, un vote clôturait le 4th *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun* qui s'était tenu, 2 jours durant, à Santa Fe, Nouveau-Mexique. Les quelque 115 spécialistes de l'activité solaire et stellaire que regroupait cette manifestation étaient appelés à s'exprimer sur l'étoile qui leur paraissait mériter le titre de "*Star of the Year*". Bien qu'à n'en pas douter, nombre de participants eussent volontiers revendiqué cette appellation pour eux-mêmes, 5 candidats seulement furent proposés par le comité d'organisation du colloque : le Soleil, bien sûr, UV Ceti, représentant de la classe des étoiles à éruptions, HR 1099, illustre membre des systèmes binaires de type RS Canis Venaticorum, α Ori, supergéante rouge, et T Tauri, ambassadrice des étoiles jeunes. Les mérites de chaque candidat furent défendus par une poignée d'admirateurs zélés, et le charisme de F.M. Walter, ardent avocat plaidant la cause de T Tauri, laissait présager une victoire sans gloire. Toutefois, soucieux de ne négliger aucune occasion, je crus bon de mener une propagande active auprès de quelques rares indécis, avant d'aller déposer mon bulletin. Finalement, L. Hartmann s'approcha de la tribune pour exposer les résultats du scrutin. Que ce soit pour des raisons scientifiques ou affectives, la première place échut au Soleil. Avec 56% des suffrages, notre étoile, qui depuis des temps immémoriaux draine sa cohorte d'adorateurs, ne semble jamais devoir être détrônée. Soit ! T Tauri se contenterait de la seconde place. C'était compter sans HR 1099 qui, sous un tonnerre de *bravos*, vint la lui ravir, avec 21 voix. Un *accessit* peut-être... Mais α Ori s'adjugea la 3^e place, par 16 voix. Puis UV Ceti, 7 voix. Enfin, T Tauri, avec 6 voix, venait occuper la dernière marche dans une indifférence quasi-générale. Las !

L'analyse de ces résultats est riche d'enseignements, et moins accablant qu'il n'y parait de prime abord pour T Tauri... Que le Soleil ait été plébiscité se conçoit aisément si l'on songe que c'est la seule étoile qui nous permette d'accéder directement, et avec quelque détail, aux manifestations de l'activité stellaire. Il constitue par là un guide précieux auquel il est constamment fait référence. Rappelons, dans leurs grandes lignes, les acquis résultant des nombreuses études consacrées à l'activité solaire. Cette activité est, en majeure partie, le fruit de champs magnétiques qui percent la photosphère et s'étendent dans l'atmosphère. Ces champs magnétiques sont amplifiés par un processus dynamo,

c'est-à-dire par l'interaction des mouvements turbulents de la zone convective avec la rotation solaire. Bien que les détails de ce processus nous échappent encore aujourd'hui, les modèles dont nous disposons semblent appréhender l'essence même des mécanismes physiques qu'il met en œuvre. La présence de forts champs magnétiques dans les régions sub-photosphériques, inhibant le transport convectif d'énergie vers la surface, conduit à l'apparition des taches photosphériques. Les plages chromosphériques, régions d'émission intense et, par inférence, de chauffage non-radiatif accru, sont également associées à la présence de champs magnétiques. Enfin, les régions coronales les plus lumineuses dans le domaine X constituent le sommet de boucles magnétiques qui confinent un plasma porté à de très hautes températures. Ainsi, même si de nombreuses lacunes restent à combler dès que le détail des processus de chauffage est abordé, il est clair que le champ magnétique joue un rôle prépondérant dans la structure et le chauffage non-radiatif de l'atmosphère solaire.

Alors que théorie et observation ont, à parts égales, contribué à notre compréhension de l'activité solaire, l'essor considérable que connaît, depuis quelques années, l'étude de l'activité stellaire est principalement le fait de l'observation. Plus précisément, l'avènement de satellites d'observation spatiale dans les domaines UV (*IUE*) et X (*Einstein*) a permis, pour la première fois, de sonder l'atmosphère d'un grand nombre d'étoiles, ouvrant ainsi l'accès à une étude rigoureuse de l'activité stellaire à travers le diagramme H-R. Les naines et les systèmes RS CVn, relativement lumineux à ces fréquences, figurent au premier rang des bénéficiaires de ce progrès important. Le résultat fondamental tiré de ces observations fut la reconnaissance d'une activité magnétique de type solaire dans ces deux groupes stellaires. Cette conclusion découle principalement de la mise en évidence de relations strictes entre niveau d'activité et taux de rotation dans ces objets, relations qui s'interprètent dans le cadre du processus dynamo. Ainsi, l'activité manifestée par les naines de faibles masses et par les systèmes RS CVn, plus évolués, indiquait une complète analogie avec l'activité solaire, ce qui leur valu d'être admis, *ipso facto*, dans le club des étoiles de type solaire. L'intérêt qu'ont suscité ces étoiles durant le colloque tient en grande partie à l'aisance avec laquelle elles peuvent être étudiées dans les domaines UV et X, et à la possibilité d'une analogie directe avec l'activité solaire.

Les étoiles T Tauri, plus éloignées et subissant une forte extinction, sont, au contraire,

d'un accès difficile, en particulier dans le domaine UV. Mais surtout, les propriétés exotiques qu'elles manifestent, par exemple leur niveau d'activité toujours intense et parfois extrême, rendaient *a priori* difficile toute analogie avec l'activité solaire. En outre, alors que les modèles théoriques d'évolution stellaire sur la séquence principale et post-séquence principale semblent avoir atteint leur pleine maturité, les stades d'évolution pré-séquence principale et les étapes de formation stellaire sont aujourd'hui au centre d'études théoriques âprement débattues. Ainsi, le faible score réalisé par T Tauri lors du vote, loin de nier l'intérêt que présente cette classe d'étoiles, mesure le chemin qu'il reste à parcourir avant que la compréhension du phénomène T Tauri atteigne un degré d'achèvement comparable à celui obtenu dans la modélisation de l'activité des étoiles de type solaire.

C'est dans cette perspective que s'inscrit l'étude présentée dans ce mémoire. Son but est de poser les jalons qui permettront d'identifier les sources d'énergie et les mécanismes physiques qui sont responsables de l'activité manifestée par les étoiles T Tauri. Dans le contexte offert par l'étude de l'activité des étoiles de type solaire, il s'agit ici de déterminer dans quelle mesure l'analogie solaire peut être appliquée à l'activité manifestée par les étoiles T Tauri. Cette démarche qui consiste à différencier les sources d'énergie dont disposent ces étoiles constitue une première étape vers leur identification.

Le Chapitre I constitue un rappel des propriétés des étoiles T Tauri (I.2), des modèles théoriques qui s'y rapportent (I.3), et des sources d'énergie dont elles peuvent bénéficier (I.4). L'existence de champs magnétiques à la surface des étoiles T Tauri est établie dans le Chapitre II : en premier lieu, la détection de variations périodiques dans les courbes de lumière de 11 étoiles T Tauri y est rapportée (II.2.1) ; les variations photométriques périodiques sont interprétées en terme d'une distribution de température hétérogène à la surface des étoiles (II.2.2, II.2.3) ; le développement (II.2.4) et l'application (II.2.5) d'un modèle théorique visant à reproduire les courbes de lumière observées permettent ensuite de déduire les propriétés physiques et géométriques de cette distribution ; finalement, la présence de champs magnétiques photosphériques à la surface des étoiles T Tauri, premier indice de l'existence d'un processus dynamo, est déduite de la comparaison des propriétés de cette distribution avec celles des taches magnétiques couvrant la surface des systèmes RS CVn (II.2.6).

Le rôle du processus dynamo dans le chauffage non-radiatif de l'atmosphère des étoiles

T Tauri est étudié dans le Chapitre III : pour ce faire, après avoir discuté les paramètres qui semblent au mieux refléter le niveau d'activité stellaire et l'efficacité du processus dynamo (III.2), le comportement des étoiles T Tauri est analysé dans des diagrammes activité-rotation et comparé à celui des étoiles de type solaire (III.3). L'existence du processus dynamo y est établie et ses limites cernées. Les implications de ces résultats sur la physique du processus dynamo dans les étoiles complètement convectives sont abordées (III.4.1) et, après une analyse détaillée des différences existant entre l'atmosphère des étoiles T Tauri et celle des étoiles de type solaire (III.4.2), les résultats obtenus sont confrontés aux prévisions des modèles théoriques (III.4.3) ; finalement, l'accrétion de matière circumstellaire à la surface des étoiles est présentée comme une source d'énergie susceptible de suppléer le processus dynamo (III.4.4).

Deux appendices, présentés sous la forme de publications parues dans *Astronomy and Astrophysics*, complètent cette étude. L'appendice A décrit l'analyse et l'interprétation de la courbe de lumière périodique de l'étoile DN Tauri, un membre représentatif de la classe des étoiles T Tauri. Cette appendice se rapporte directement au Chapitre II.

L'ensemble de l'étude présentée dans ce mémoire repose sur la détermination précise des taux de rotation d'un échantillon statistiquement significatif d'étoiles T Tauri. Cette détermination, qui fut notre première tâche, est décrite dans l'appendice B. Le lecteur y trouvera un exposé détaillé des différentes méthodes utilisées pour mesurer les taux de rotation de ces étoiles peu lumineuses. En outre, les résultats obtenus y sont analysés dans le cadre du problème de l'évolution du moment angulaire durant les phases pré-séquence principale. Etant donné l'impact de ces résultats sur l'ensemble de l'étude présentée, il est vivement conseillé de se reporter à cet appendice avant d'aborder les Chapitres II et III.

Chapitre I

Les étoiles T Tauri : us et coutumes

1. Introduction

En 1945, Joy proposait quatre critères permettant de distinguer les étoiles T Tauri des autres classes de variables :

- ◇ une variabilité photométrique irrégulière de large amplitude,
- ◇ un type spectral situé dans l'intervalle F5–G5 et la présence des raies d'émission de Balmer et CaII H et K dans le spectre,
- ◇ une faible luminosité,
- ◇ l'association spatiale de ces objets soit avec des nuages sombres soit avec des nébulosités brillantes.

Dès cette époque, Joy notait la ressemblance frappante existant entre le spectre d'émission des étoiles T Tauri et le spectre "flash" du Soleil observé lors d'éclipses totales. Cette remarque, riche en contenu physique, constituera la motivation profonde qui conduira, bien plus tard, au développement de modèles chromosphériques pour rendre compte du spectre d'émission des étoiles T Tauri. Alors que seulement 11 étoiles T Tauri avaient permis à Joy de définir les critères d'appartenance à la classe, plus de 100 avaient été répertoriées en 1962, quand Herbig proposa de nouveaux critères de classification, toujours en vigueur aujourd'hui :

- ◇ les raies de Balmer et CaII H et K sont présentes en émission dans le spectre,
- ◇ le sont aussi les raies de fluorescence de FeI à 4063 et 4132 Å ,
- ◇ des raies interdites telles que [OI] ou [SII] sont parfois détectables ,
- ◇ la raie de LiI à 6707 Å présente une forte absorption.

Les étoiles vérifiant ces quatre conditions témoignaient également d'une variabilité photométrique irrégulière et étaient associées à des régions de formation stellaire (pour l'exception—qui—confirme—la—règle voir Rucinski et Krautter 1983) obéissant ainsi à deux des critères de Joy devenus redondants. En outre, ces nouveaux critères permettaient l'extension de la classe des étoiles T Tauri vers les objets de faible masse ($M \leq 3M_{\odot}$).

La présence en absorption forte de la raie de lithium, élément léger rapidement détruit au cours de l'évolution stellaire, l'association spatiale des étoiles T Tauri avec des régions de formation stellaire et finalement, leur position dans un diagramme H-R (cf. Fig.1) sont les trois principaux éléments qui permirent de confirmer l'hypothèse émise en 1947 par Ambartsumian suivant laquelle ces objets sont des étoiles jeunes (10^6 - 10^7 ans) de faibles masses en cours de contraction gravitationnelle vers la séquence principale. Ainsi, le caractère T Tauri apparaissait-il comme l'apanage d'un groupe d'étoiles au statut évolutif précisément défini.

2. Propriétés des étoiles T Tauri

Depuis les premières observations spectroscopiques qui permirent à Herbig de définir ses critères, chaque nouvelle percée technologique ouvrant l'accès à des domaines spectraux jusque là inexplorés devait confirmer la spécificité de la classe des étoiles T Tauri. Grâce, en particulier, à l'avènement récent de satellites d'observation spatiale, il est devenu possible de déterminer les propriétés typiques des étoiles T Tauri depuis le domaine X jusqu'aux longueurs d'ondes radio. Ces propriétés, succinctement exposées ici (pour une revue plus complète voir Bertout 1984, Cohen 1984), laissent présager la complexité et la variété des processus physiques qui entrent en jeu dans le phénomène T Tauri.

Les étoiles T Tauri présentent généralement un spectre d'absorption photosphérique de type tardif (K7 en moyenne, ce qui correspond à une masse d'environ $0.8M_{\odot}$) dans lequel apparaît un éventail plus ou moins riche de raies d'émission (cf. Fig.2) : depuis les membres les moins actifs de la classe dans le spectre desquels seules les raies de Balmer et CaII H et K sont distinguables à basse résolution, jusqu'aux T Tauri appelées "extrêmes" (environ 10% de la classe) dont le spectre photosphérique d'absorption disparaît complètement pour laisser place à un continu surmonté de raies d'émission très intenses (série de Balmer, doublet H et K de CaII mais aussi de nombreuses raies métalliques telles que FeII ou TiII).

L'étude à haute résolution spectroscopique de raies d'émission intenses, en particulier des raies de la série de Balmer, révèle une grande variété de profils complexes et rapidement variables indiquant parfois la présence d'un vent stellaire dense (profils de type P Cygni, Ulrich et Knapp 1979) correspondant à des taux de perte de masse probablement inférieurs à $10^{-8} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ (DeCampli 1981). De même, dans le domaine UV, l'analyse des raies h et

k de MgII, très limitée du fait de la faible luminosité des objets étudiés, révèle un profil très semblable à celui des raies de Balmer (Brown, de M.Ferraz et Jordan 1984) indiquant peut-être une région de formation commune. Quelques membres de la classe T Tauri, appelés étoiles YY Orionis, présentent au contraire des profils de type P Cygni inverse, c'est-à-dire une composante en absorption dans l'aile rouge de l'émission, interprétés comme la signature de phénomènes d'accrétion à la surface de ces étoiles (Bertout *et al.* 1982).

Les raies H et K de CaII et le doublet du Sodium, NaD, présentent également des profils complexes. L'étude de ces profils effectuée par Mundt (1984) révèle en outre des systèmes d'absorption très fins qui suggèrent la présence d'enveloppes circumstellaires froides en expansion décélérée à travers le milieu interstellaire environnant. Enfin, certains membres de la classe, en particulier ceux dont le spectre d'émission est le moins intense, possèdent des profils simples, de forme approximativement gaussienne.

Le troisième critère de Herbig mentionne l'existence de raies interdites dans le spectre de certaines étoiles T Tauri. Appenzeller, Jankovics et Ostreicher (1984) ont étudié plusieurs de ces raies ([OI], [SII]) formées dans le vent d'une douzaine d'objets. Il s'est avéré que dans la plupart des étoiles observées, les raies interdites sont systématiquement décalées vers le bleu. Les auteurs attribuent ce comportement à l'occultation de la région du vent stellaire qui s'éloigne de l'observateur par un disque circumstellaire optiquement épais situé dans la plan équatorial de l'étoile.

Ainsi, l'étude spectroscopique à haute résolution des profils de raies d'émission caractéristiques des étoiles T Tauri permet, à défaut d'en avoir une vision précise, d'appréhender la complexité et l'hétérogénéité de l'environnement circumstellaire de ces objets.

Des informations supplémentaires sur cet environnement peuvent être tirées de l'étude de la distribution d'énergie continue des étoiles T Tauri (cf. Fig.3). Cette distribution se distingue de celle des naines de même masse par la présence d'excès intrinsèques dans les domaines UV et IR (e.g. Kuhl 1974). Ces excès ont des intensités variables d'étoile à étoile et peuvent atteindre plusieurs magnitudes (Mendoza 1966). Plusieurs études permettent aujourd'hui d'attribuer une partie de l'excès IR à la présence d'une enveloppe circumstellaire de poussière :

◇ Cohen et Kuhl (1979) ont montré que la position d'un grand nombre d'étoiles T Tauri dans un diagramme (H-K, K-L) correspond à une émission IR d'origine thermique dont

sont responsables des grains circumstellaires portés à des températures de 800 à 1500 K.

◇ Bastien (1985) a démontré l'existence d'une corrélation entre l'excès IR et le degré de polarisation produit par les grains circumstellaires.

◇ Cohen et Witterborn (1985) ont détecté, en émission ou en absorption, la présence de la bande de silicate à 10 microns dans 31 étoiles T Tauri sur 36 observées.

En outre, une faible partie de cet excès IR, en particulier dans l'infra-rouge proche (Calvet, Basri et Kuhl 1984), et la totalité de l'excès UV (Herbig et Goodrich 1986, Bertout 1986a) semblent résulter de la présence d'une région circumstellaire portée à des températures de l'ordre de 10^4 K.

Cette région de températures similaires à celles rencontrées dans la chromosphère solaire, peut également être à l'origine de l'émission intense observée dans les raies ultra-violettes du spectre des étoiles T Tauri (Cram 1979). Dans ce domaine encore, les étoiles T Tauri manifestent une forte activité puisque l'intensité moyenne de leurs raies d'émission UV est typiquement 10^3 à 10^5 fois plus élevée que celle des raies ultra-violettes solaires (Brown et Jordan 1983). Pourtant, dans le domaine UV comme dans le domaine optique, le spectre d'émission des étoiles T Tauri ressemble fortement au spectre de la chromosphère solaire. Finalement, la détection de raies de forts potentiels d'excitation telle que NV 1238 Å (Imhoff et Giampapa 1980), suggère l'existence de régions circumstellaires portées à des températures de l'ordre de $2 \cdot 10^5$ K.

Extrapolant l'émission UV intense des étoiles T Tauri au domaine X, des luminosités de 10^{32} à 10^{34} erg.s⁻¹ étaient attendues à ces fréquences. Ce fut donc une surprise lorsque, grâce à l'avènement du satellite *Einstein*, il s'avéra que les étoiles T Tauri n'étaient que de piètres émetteurs dans le domaine X, avec une luminosité de l'ordre de $10^{29.5}$ à $10^{31.5}$ erg.s⁻¹. Du même ordre de grandeur que l'émission X provenant des systèmes RS CVn (Basri *et al.* 1985), ces luminosités restaient toutefois quelque 10^3 fois plus intenses que celles des naines de masses similaires (Johnson 1981). Pour rendre compte de la déficience de l'émission X observée dans les étoiles T Tauri, certains auteurs (Gahm 1980, Walter et Kuhl 1981) ont suggéré qu'une enveloppe de gaz circumstellaire étendue, responsable de l'émission observée dans la raie H $_{\alpha}$, absorbait une grande partie du rayonnement X émis par la couronne. Cette hypothèse, par la suite mise en doute (Hartmann, Edwards et Avrett 1982, Montmerle, Koch-Miramond, Falgarone et Grindlay 1983, Gahm et Krautter

1982), s'appuie sur l'anti-corrélation que Walter et Kuhl (1981) pensent avoir mis en évidence entre l'intensité des émissions X et H_{α} dans un échantillon d'étoiles T Tauri. L'analyse spectrale de raies de forts potentiels d'excitation ($T \simeq 10^5$ K) suggère pourtant que le faible niveau d'émission observé dans le domaine X reflète une réelle déficience de régions atmosphériques portées à des températures coronales (e.g. Imhoff et Giampapa 1982, Brown et Jordan 1983). Quoi qu'il en soit, il semble généralement accepté aujourd'hui que cette émission X ne provient pas du vent stellaire : d'une part, l'absence de corrélation entre l'émission dans le domaine X et l'intensité des raies formées dans le vent et, d'autre part, les variations rapides observées à ces fréquences pour plusieurs étoiles T Tauri (Feigelson et DeCampi 1981, Walter et Kuhl 1984) suggèrent, au contraire, une région d'émission proche de la surface stellaire. Montmerle *et al.* (1983) atteignirent la même conclusion sur la base d'observations répétées de la région de formation stellaire de ρ Ophiuchi avec le satellite *Einstein*. Loin d'être statique, l'émission X manifestée par les étoiles jeunes de ce nuage est extrêmement variable, faisant ressembler la région de ρ Ophiuchi à un sapin de Noël scintillant au cours du temps. Montmerle *et al.* attribuent ce comportement à des phénomènes éruptifs dont l'émission dans le domaine X se superpose au niveau coronal quiescent. L'existence de phénomènes éruptifs à la surface des étoiles T Tauri avait déjà été soupçonnée à partir d'observations photométriques menées par Worden *et al.* (1981) dans le domaine UV. La micro-variabilité, sur des échelles de temps de l'ordre de quelques secondes, des étoiles T Tauri à ces fréquences semble en effet pouvoir être décrite comme la superposition de phénomènes éruptifs semblables à ceux observés dans les étoiles de type UV Ceti.

Notre connaissance des propriétés des étoiles T Tauri dans le domaine radio reste aujourd'hui encore très parcellaire : dans le cadre d'observations systématiques du continu radio des étoiles T Tauri, Bieging, Cohen et Schwarz (1984) n'ont enregistré que 6 détections positives sur un total de 46 objets observés. De même, André *et al.* (1986) n'ont détecté aucune des 26 étoiles T Tauri associées au nuage de ρ Ophiuchi lors de l'inspection de cette région de formation stellaire à 1.4 et 5 GHz. Malgré cela, l'interprétation des propriétés radio des rares étoiles T Tauri détectées nécessite d'ores et déjà le recours à deux mécanismes physiques différents : la forte variabilité de l'étoile V410 Tauri à 15 GHz (Becker et White, 1985), par exemple, est attribuée à une émission radio d'origine non-

thermique qui résulte de phénomènes éruptifs analogues aux sursauts solaires. Par contre, le spectre continu dans le domaine radio de l'étoile DG Tauri, une des étoiles T Tauri les plus actives, indique une émission thermique provenant d'une enveloppe de gaz ionisé.

3. Les modèles

Certaines propriétés spécifiques des étoiles T Tauri ont pu être expliquées à l'aide de modèles faisant aujourd'hui l'unanimité. C'est le cas par exemple, de l'excès infra-rouge dont une partie au moins est attribuée au rayonnement thermique de grains circumstellaires. D'autres propriétés sont toujours l'enjeu de vifs débats. Il en est ainsi, en particulier, de l'origine du spectre d'émission intense qui est une des caractéristiques principales de cette classe d'objets. A ce jour deux types de modèles ont été proposés pour rendre compte de ce spectre d'émission : le modèle de "chromosphère profonde", situant la région d'émission juste au-dessus de la photosphère stellaire et les modèles d'enveloppe étendue de gaz ionisé.

Le modèle de "chromosphère profonde" s'appuie sur la remarque de Joy qui notait, dès 1945, la ressemblance qualitative entre le spectre d'émission des étoiles T Tauri et le spectre de la chromosphère solaire. Dans ses développements les plus récents (Cram 1979, Calvet, Basri et Kuhl 1984), ce modèle consiste à définir arbitrairement un profil de température au-dessus de la photosphère qui, par analogie avec le Soleil, caractérise la chromosphère stellaire. La profondeur optique au niveau de la région du minimum de température constitue un paramètre libre du modèle. Dans le Soleil, la profondeur optique de la région du minimum de température est de l'ordre de 10^{-4} ce qui explique que l'on ne puisse observer le spectre d'émission chromosphérique que lorsque le disque solaire est occulté. Lorsque l'on augmente la profondeur optique à la base de la chromosphère, le spectre d'émission prend graduellement le pas sur le spectre d'absorption photosphérique jusqu'à le remplacer complètement lorsque la profondeur optique est de l'ordre de l'unité. C'est donc en fixant arbitrairement ce paramètre libre, c'est-à-dire en "ancrant" plus ou moins profondément la chromosphère dans l'atmosphère de l'étoile, que l'on peut moduler l'intensité du spectre d'émission chromosphérique par rapport au spectre d'absorption photosphérique. De cette manière, le modèle de chromosphère profonde permet de reproduire certaines caractéristiques du spectre d'émission des étoiles T Tauri, en particulier l'intensité

des raies d'éléments métalliques tel que le fer (Cram 1979), et l'excès d'énergie continue dans le domaine UV (Herbig et Goodrich 1986). Malgré ses succès indéniables, le modèle de chromosphère profonde reste cependant incapable de rendre compte du flux intense observé dans certaines raies, en particulier dans la raie H_α dont la largeur équivalente peut atteindre plus de 100 \AA , de même qu'il ne peut reproduire les profils complexes observés pour ces raies.

L'analyse des profils de raies d'émission a rapidement suggéré la présence de régions circumstellaires denses animées de champs de vitesses complexes. La première modélisation du profil des raies de Balmer et CaII K conduisit Kuhl (1964) à conclure à l'existence de vents stellaires produisant des taux de perte de masse de l'ordre de $10^{-7} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$. Il est apparu par la suite que le modèle, trop simple, de Kuhl l'avait amené à surestimer ce taux de perte de masse qui est évalué aujourd'hui aux alentours de 10^{-8} à $10^{-10} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$. Hartmann, Edwards et Avrett (1982), après DeCampli (1981), ont développé un modèle de vent stellaire poussé par des ondes d'Alfvén et l'ont appliqué au cas des étoiles T Tauri. Ces auteurs montrent qu'un champ magnétique de quelques centaines de gauss, réparti uniformément à la base du vent, est nécessaire pour produire des taux de perte de masse de l'ordre de $10^{-8} M_\odot \cdot \text{an}^{-1}$. Le vent donne alors naissance à une enveloppe s'étendant sur plusieurs rayons stellaires et portée à des températures de quelques 10^4 K , mais pouvant atteindre quelques 10^5 K . Une telle enveloppe circumstellaire de gaz ionisé est susceptible d'être à l'origine d'une partie du spectre d'émission intense des étoiles T Tauri dans les régions visible et UV. Le modèle proposé permet en effet de reproduire des largeurs équivalentes de plus de 100 \AA dans la raie H_α et rend également compte de sa largeur à mi-hauteur qui résulte des champs de vitesses turbulents associés aux ondes d'Alfvén, deux propriétés que le modèle de chromosphère profonde ne pouvait expliquer.

Ces deux modèles complémentaires, s'ils permettent de reproduire approximativement les propriétés les plus importantes des étoiles T Tauri, ne se préoccupent pas des sources d'énergie qui entretiennent le chauffage non-thermique des régions d'émission. En effet, dans le premier cas, la profondeur optique au niveau de la région du minimum de température est arbitrairement fixée et dans le second, la valeur du champ magnétique à la base du vent constitue un paramètre libre ajusté pour obtenir la perte de masse attendue. De fait, les limites de ces modèles ne font que traduire notre ignorance concernant les

sources ultimes d'énergie produisant le phénomène T Tauri.

4. Les sources d'énergie

La phase T Tauri constitue un stade évolutif intermédiaire entre l'époque de formation stellaire et la résidence sur la séquence principale. Cette constatation fonde les spéculations selon lesquelles les étoiles T Tauri sont susceptibles de manifester certaines propriétés des naines de type spectraux tardifs mais également de subir l'influence d'un environnement circumstellaire dense, reliquat du nuage de gaz qui leur a donné naissance. Suivant ce raisonnement, deux sources d'énergie peuvent être envisagées comme moteur de l'activité des étoiles T Tauri : l'accrétion de gaz provenant d'un disque circumstellaire à la surface de l'étoile et la production d'énergie magnétique par effet dynamo. Ces deux mécanismes sont radicalement différents en ce sens que le premier constitue une source externe d'énergie qui s'épuisera au cours du temps, alors que le second est une source interne, indépendante du milieu circumstellaire environnant et responsable de l'activité observée dans les naines.

Des éléments tirés de l'observation mais aussi de la théorie permettent en effet de supposer l'existence de disques d'accrétion autour de certains membres de la classe T Tauri. Du point de vue théorique, les développements les plus récents de modèles de formation stellaire prévoient l'existence de tels disques pendant les phases précoces d'évolution, disques d'accrétion qui résultent de la contraction anisotrope du nuage de gaz primordial (voir, par exemple, Terebey *et al.* 1984). De nombreux indices, fournis par l'observation, semblent confirmer l'existence de tels disques autour d'objets nouvellement formés. En 1980, Snell, Loren et Plambeck ont détecté dans la raie d'émission de la molécule de ^{12}CO la présence de flots moléculaires de géométrie bipolaire autour de la source infra-rouge IRS 5. Par la suite, plusieurs flots similaires ont été décelés autour d'autres sources IR, mais aussi dans les environs immédiats de quelques étoiles T Tauri (cf. Lada 1985). Bien que l'estimation des propriétés physiques des flots bipolaires (perte de masse, colonne de densité de gaz,...) soit malaisée (cf. Cabrit et Bertout, 1986), il est clair qu'ils témoignent de l'existence de vents intenses et non-isotropes. La plupart des modèles construits à ce jour pour expliquer l'origine et le haut degré de collimation des flots observés font appel à la présence de disques d'accrétion situés dans un plan perpendiculaire à la direction des flots (Uchida et Shibata 1985) ou, à plus grande échelle, à des gradients de densité dans le milieu

interstellaire environnant (Königl 1982). Un autre argument en faveur de l'existence de disques circumstellaires autour de certaines étoiles T Tauri provient de l'étude, déjà citée (Appenzeller *et al.* 1984), des raies interdites formées dans le vent d'une douzaine d'étoiles T Tauri. L'observation d'un décalage systématique vers le bleu de ces raies interdites a conduit les auteurs à supposer l'existence d'un disque optiquement épais qui occulte la partie du vent qui s'éloigne de l'observateur. Finalement, certains membres de la classe T Tauri, appelés étoiles YY Orionis, présentent des profils de raies d'émission du type P Cygni inverse qui semblent indiquer l'existence de phénomènes d'accrétion à leur surface (Wolf, Appenzeller et Bertout 1977). Bertout (1986b) a montré que la présence d'un disque d'accrétion peut effectivement rendre compte des propriétés de la distribution d'énergie continue de certaines étoiles T Tauri : dans son modèle, qui décrit l'influence d'un disque d'accrétion autour d'une photosphère normale, l'excès dans le proche IR résulte du rayonnement thermique du disque dont la température maximale est de l'ordre de 2500 K alors que la conversion de l'énergie cinétique du gaz accrété sur l'étoile est à la source de l'excès UV. Il se peut qu'une telle zone d'accrétion soit également responsable d'une partie du spectre d'émission des étoiles T Tauri, constituant ainsi une justification physique, bien que totalement spéculative à ce stade, du modèle de chromosphère profonde.

Le modèle de vent proposé par Hartmann *et al.* (1982) fait, quant à lui, implicitement appel à une source d'énergie conduisant à des champs magnétiques de l'ordre de quelques centaines de gauss et répartis uniformément à la base du vent. Des champs magnétiques de cet ordre de grandeur sont produits dans le Soleil par effet dynamo, c'est-à-dire par interaction entre les mouvements turbulents de la zone convective et la rotation stellaire. En outre, le même processus est tenu aujourd'hui pour responsable de l'activité manifestée par les naines de types spectraux tardifs (e.g. Mangeney et Praderie 1984, Noyes *et al.* 1984) et par d'autres groupes d'étoiles actives tels que les systèmes RS CVn (Basri *et al.* 1985, Basri 1986). La présence de larges zones convectives et de taux de rotation élevés dans les étoiles T Tauri (Bouvier *et al.* 1986 —Appendice B—) rend *a priori* probable l'existence d'un tel processus au sein de ces objets. Plusieurs études spectroscopiques avaient permis, dès 1981, de soupçonner la présence de champs magnétiques dans l'atmosphère des étoiles T Tauri. Herbig et Soderblom (1980) d'une part, Giampapa *et al.* (1981), d'autre part, avaient déduit à partir de l'analyse de raies d'émission de faibles potentiels d'excitation

que l'atmosphère des étoiles T Tauri, loin d'être homogène, est constituée d'une mosaïque de régions "froides" et "chaudes". Herbig et Soderblom tirèrent cette conclusion de leur étude du triplet IR de CaII présent en émission dans le spectre des étoiles T Tauri : ils montrèrent que les rapports d'intensité des différentes raies du triplet reflètent des régions d'émission optiquement épaisses, comme le sont les plages solaires. Dès lors, ces auteurs proposèrent que la variation d'intensité du triplet IR de CaII d'une étoile T Tauri à l'autre résulte des différents taux d'occupation de l'atmosphère stellaire par des régions actives. Giampapa *et al.* , s'appuyant sur ce résultat, estimèrent grossièrement, à partir de l'étude des doublets de CaII et de MgII, que les régions actives occupent en moyenne 15% de la surface stellaire. Ces résultats, par analogie avec le Soleil, laissaient entrevoir la responsabilité des champs magnétiques dans la structure de l'atmosphère des étoiles T Tauri. Finalement, Appenzeller et Dearborn (1984) font également appel à la présence de champs magnétiques pour expliquer les larges variations photométriques des étoiles T Tauri (cf. Fig.4). Suivant le modèle théorique développé par ces auteurs, l'émergence de champs magnétiques à la surface stellaire perturbe la structure interne de l'étoile, provoquant, entre autre, une variation de sa luminosité. Ils estiment que l'apparition de champs magnétiques de l'ordre de 1300 gauss suffit à reproduire des variations d'intensité lumineuse d'environ 3 magnitudes dans la bande visuelle.

Dans quelle mesure ces deux processus physiques, accréation et magnétisme, sont-ils responsables de l'activité intense manifestée par les étoiles T Tauri ? Si l'ensemble des résultats, apportés par la théorie et par l'observation, constituent un faisceau de présomptions en faveur de l'existence de disques d'accréation et de la présence de champs magnétiques dans ces étoiles, ils ne permettent pas d'apporter une réponse définitive à cette question.

5. Conclusion

Les propriétés générales des étoiles T Tauri font clairement apparaitre la spécificité de cette classe d'objets par rapport aux autres groupes de variables. Cette spécificité résulte, en particulier, de l'activité intense qu'elles manifestent dans de nombreux domaines spectraux, bien supérieure à celle des naines de faibles masses et à celle d'autres groupes d'étoiles actives tels que les systèmes RS CVn ou les étoiles de type BY Draconis.

Néanmoins, cette spécificité bien marquée n'exclut pas une grande diversité au sein de la classe : le niveau d'activité (émission dans le domaine X, intensité du spectre d'émission) varie d'un facteur 10^2 depuis les membres les moins actifs jusqu'aux T Tauri "extrêmes" et surtout, les manifestations de cette activité (e.g. rayonnement radio, profils des raies d'émission) peuvent revêtir différentes formes d'une étoile T Tauri à l'autre.

Traditionnellement, l'interprétation des propriétés de cette classe d'objets fait intervenir, outre une photosphère de température modérée (typiquement 4000 K), trois régions d'émission distinctes : une atmosphère de type solaire, une enveloppe étendue de gaz ionisé et une enveloppe circumstellaire de grains. L'assemblage de ces trois régions semble nécessaire pour rendre compte des propriétés de la classe depuis le domaine X jusqu'au domaine radio. Les variations de leurs contributions relatives d'une étoile à l'autre permettent de moduler les caractéristiques spectrales des étoiles T Tauri au sein de la classe. Si plusieurs modèles théoriques parviennent, avec succès, à décrire les propriétés de telles régions, ils laissent, pour l'instant, entier le problème des sources ultimes d'énergie dont bénéficient effectivement les étoiles T Tauri. C'est dans l'espoir de fournir des éléments de réponse à ce problème, qui se situe au centre de notre compréhension du phénomène T Tauri, que l'étude décrite dans les chapitres suivants a été entreprise.

Références

- Ambartsumian V.A. : 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics*, Acad. Sci. Armenian S.S.R., Erevan
- André P., Montmerle T., Feigelson E.D. : 1986, *Astrophys. J.*, , à paraître
- Appenzeller I., Jankovics I., Ostreicher R. : 1984, *Astron. Astrophys.*, **141**, 108
- Appenzeller I., Dearborn D.S.P. : 1984, *Astrophys. J.*, **278**, 689
- Basri G., Laurent R., Walter F.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **298**, 761
- Basri G. : 1986, *preprint*
- Bastien P. : 1985, *Astrophys. J. Supp. Series*, **59**, 277
- Becker R.H., White R.L. : 1985, *Astrophys. J.*, **297**, 649
- Bertout C. : 1984, *Rep. Prog. Phys.*, **47**, n°2
- Bertout C. : 1986a, Proc. of CNRS Workshop *Anisotropic Mass-loss and Accretion Phenomena in Stellar Systems*, La Palma, Novembre 1985, sous presse
- Bertout C. : 1986b, Proc. of IAU Symp. n°122, *Circumstellar Matter*, Heidelberg, Juin 1986, sous presse
- Bertout C., Carrasco L., Mundt R., Wolf B. : 1982, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, **47**, 419
- Biegging J.H., Cohen M., Schwartz P.R. : 1984, *Astrophys. J.*, **282**, 699
- Bouvier J., Bertout C., Benz W., Mayor M. : 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 110 (Appendice B)
- Brown A., Jordan C. : 1983, IAU Coll. n°71, *Activity in Red-Dwarf Stars*, ed. P.B. Byrne et M. Rodono (Dordrecht : Reidel), p.509
- Brown A., de M.Ferraz M.C., Jordan C. : 1984, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **207**, 831
- Cabrit S., Bertout C. : 1986, *Astrophys. J.*, **307**, 313
- Calvet N., Basri G., Kuhl L.V. : 1984, *Astrophys. J.*, **277**, 725
- Cohen M. : 1984, *Phys. Rep.*, **116**, 173
- Cohen M., Kuhl L.V. : 1979, *Astrophys. J. Supp. Series*, **41**, 743
- Cohen M., Witterborn F.C. : 1985, *Astrophys. J.*, **294**, 345
- Cram L.E. : 1979, *Astrophys. J.*, **234**, 949
- DeCampli W.M. : 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 124

- Feigelson E.D., DeCampi W.M. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **243**, L89
- Gahm G.F. : 1980, *Astrophys. J. Letters*, **242**, L163
- Gahm G.F., Krautter J : 1982, *Astron. Astrophys.*, **106**, 25
- Giampapa M.S., Calvet N., Imhoff C.L., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **251**, 113
- Hartmann L., Edwards S., Avrett E. : 1982, *Astrophys. J.*, **261**, 279
- Herbig G.H. : 1962, *Advance in Astron. Astrophys.*, **1**, 47
- Herbig G.H., Soderblom D.R. : 1980, **242**, 628
- Herbig G.H., Goodrich R.W. : 1986, *Astrophys. J.*, **309**, 294
- Imhoff C.L., Giampapa M.S. : 1982, *Advances in UV Astronomy: Four Years of IUE Research*, ed. Y. Kondo, J.M. Mead et R.D. Chapman (NASA CP 2338), p.456
- Johnson H.M. : 1981, *Astrophys. J.*, **243**, 234
- Joy A.H. : 1945, *Astrophys. J.*, **102**, 168
- Kuhl L.V. : 1964, *Astrophys. J.*, **140**, 1409
- Kuhl L.V. : 1974, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, **15**, 47
- Lada C.J. : 1985, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 267
- Mangenev A., Praderie F. : 1984, *Astron. Astrophys.*, **130**, 143
- Mendoza E.E. : 1966, *Astrophys. J.*, **143**, 1010
- Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 182
- Mundt R. : 1984, *Astrophys. J.*, **280**, 749
- Noyes R.W., Hartmann L.W., Baliunas S.L., Duncan D.K., Vaughan A.H. : 1984, *Astrophys. J.*, **279**, 763
- Rucinsky S.M., Krautter J. : 1983, *Rev. Mex. Astron. Astrof.*, **7**, 200
- Snell R.L., Loren R.B., Plambeck R.L. : 1980 *Astrophys. J. Letters*, **239**, L17
- Terebey S., Shu F.H., Cassen P. : 1984, *Astrophys. J.*, **286**, 529
- Ulrich R.K., Knapp G.R. : 1979, *Astrophys. J. Letters*, **230**, L99
- Walter F.M., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 254
- Walter F.M., Kuhl L.V. : 1984, *Astrophys. J.*, **284**, 194
- Wolf B., Appenzeller I., Bertout C 1977, AA 58,163
- Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L. : 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 520

Figures

Figure 1. Diagramme H–R dans lequel est porté l'échantillon d'étoiles T Tauri considéré dans cette étude. La séquence principale se situe approximativement à l'extrémité des trajets d'évolution convectif–radiatifs correspondant à différentes masses stellaires. La position des étoiles T Tauri, bien au-dessus de la séquence principale, est un indice de leur jeunesse. Les étoiles les moins massives ($M \leq 1.25M_{\odot}$) sont totalement convectives alors que les plus massives ($M \geq 1.25M_{\odot}$) sont partiellement radiatives. La taille des cercles est proportionnelle à la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée (cf. Appendice B)

Figure 2. Spectrogrammes d'étoiles T Tauri présentant différents niveaux d'activité dans le domaine spectral 3670–5000 Å. Le spectre des étoiles les moins actives (2a) présente une faible émission dans les raies de Balmer et CaII H et K. Dans le spectre des plus actives (2c), outre la série de Balmer et CaII H et K en forte émission, de nombreuses raies métalliques apparaissent (FeII, TiII). La quantité portée en ordonnée est un flux relatif normalisé.

Figure 3. Distribution d'énergie continue de 2 étoiles T Tauri dans le domaine 0.36–3.45 μm . La distribution d'énergie de DN Tauri, étoile T Tauri présentant une activité modérée, est proche de celle d'un corps noir de température de l'ordre de 3900 K. Par contre, celle de DF Tauri, étoile T Tauri très active, présente de forts excès intrinsèques dans les domaines UV et IR proche. Les barres associées aux points de mesure reflètent l'amplitude des variations photométriques observées dans ces objets.

Figure 4. Deux exemples de la variabilité photométrique irrégulière des étoiles T Tauri. La courbe de lumière de RY Tauri (a) présente des amplitudes de variation atteignant 2 magnitudes dans la bande visuelle sur des échelles de temps de quelques années. A plus court terme, la courbe de lumière de DF Tauri (b), présente des variations apparemment irrégulières de quelques dixièmes de magnitude corrélées dans les bandes photométriques U, B et V.

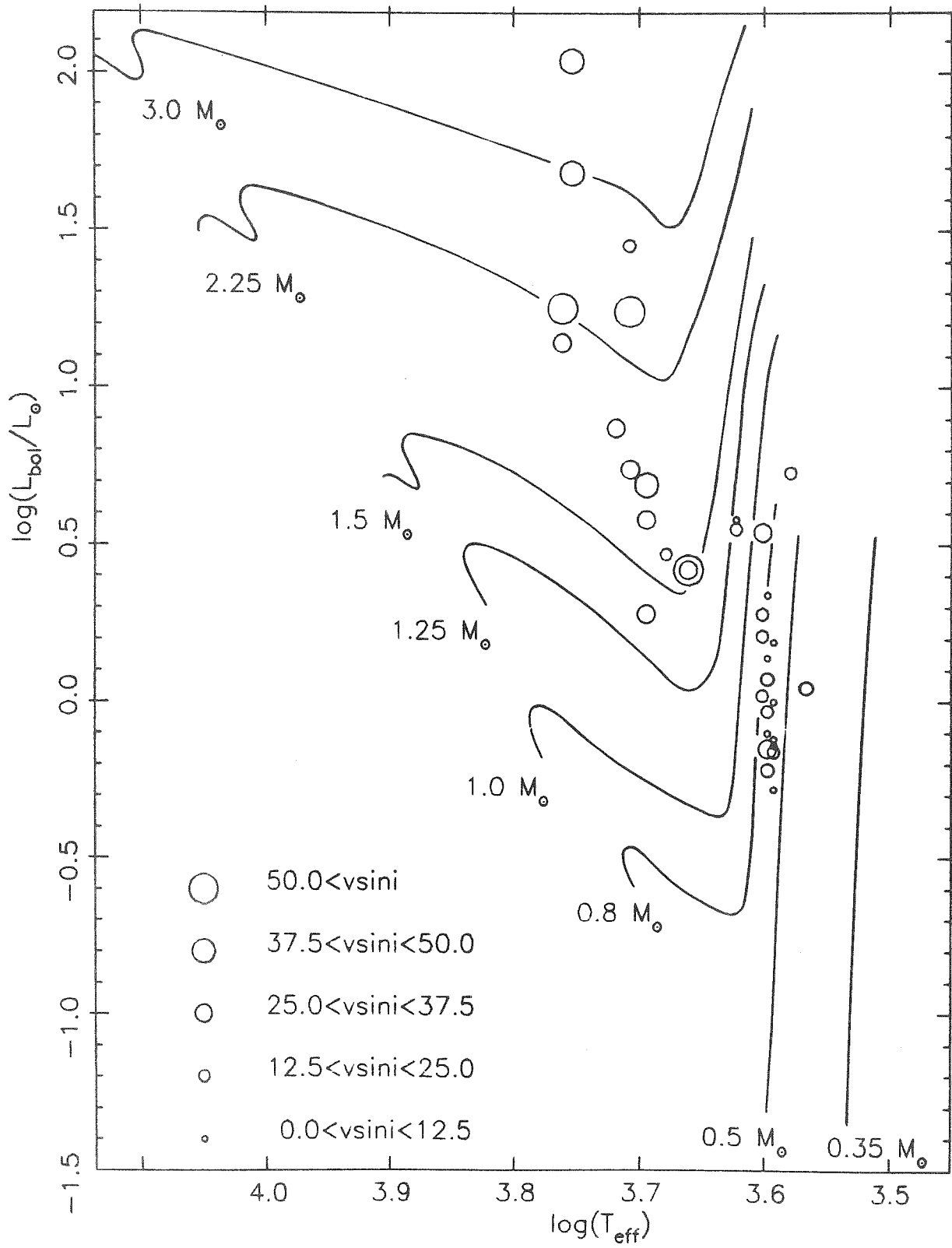


Fig. 1

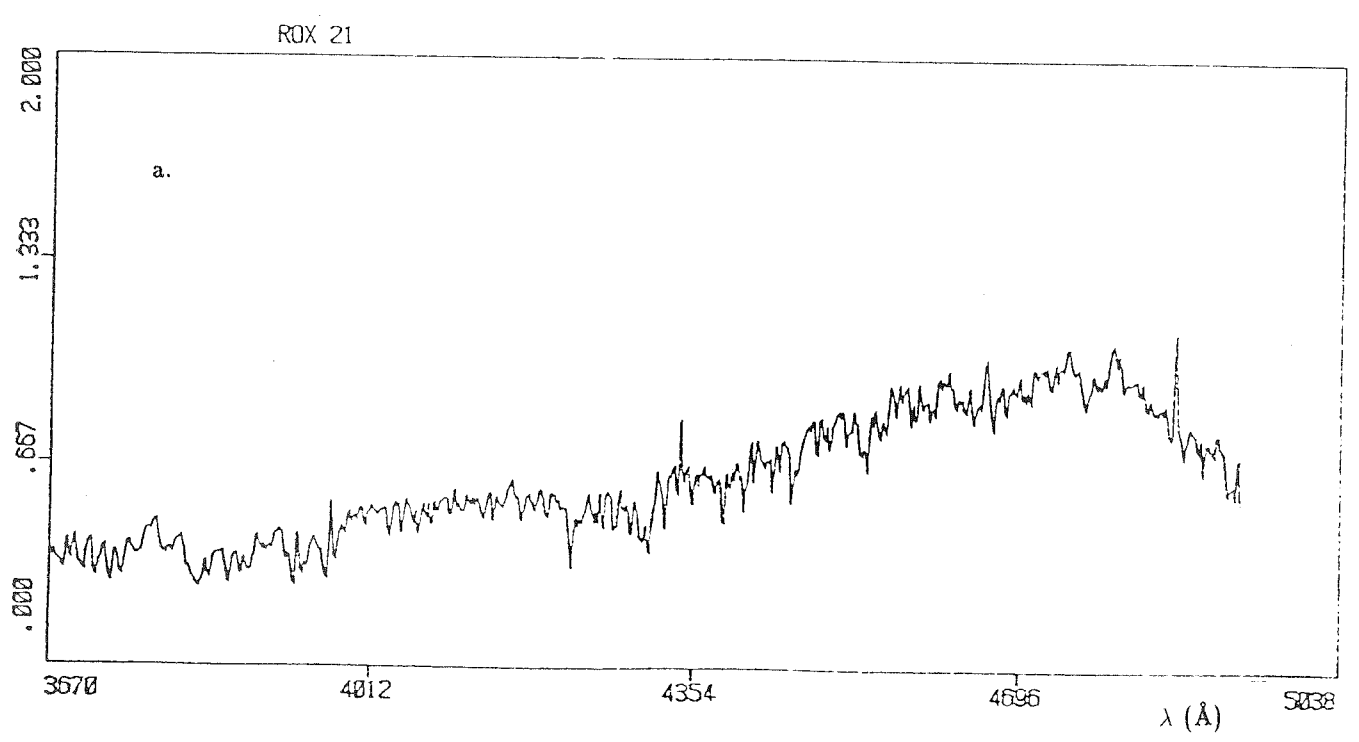
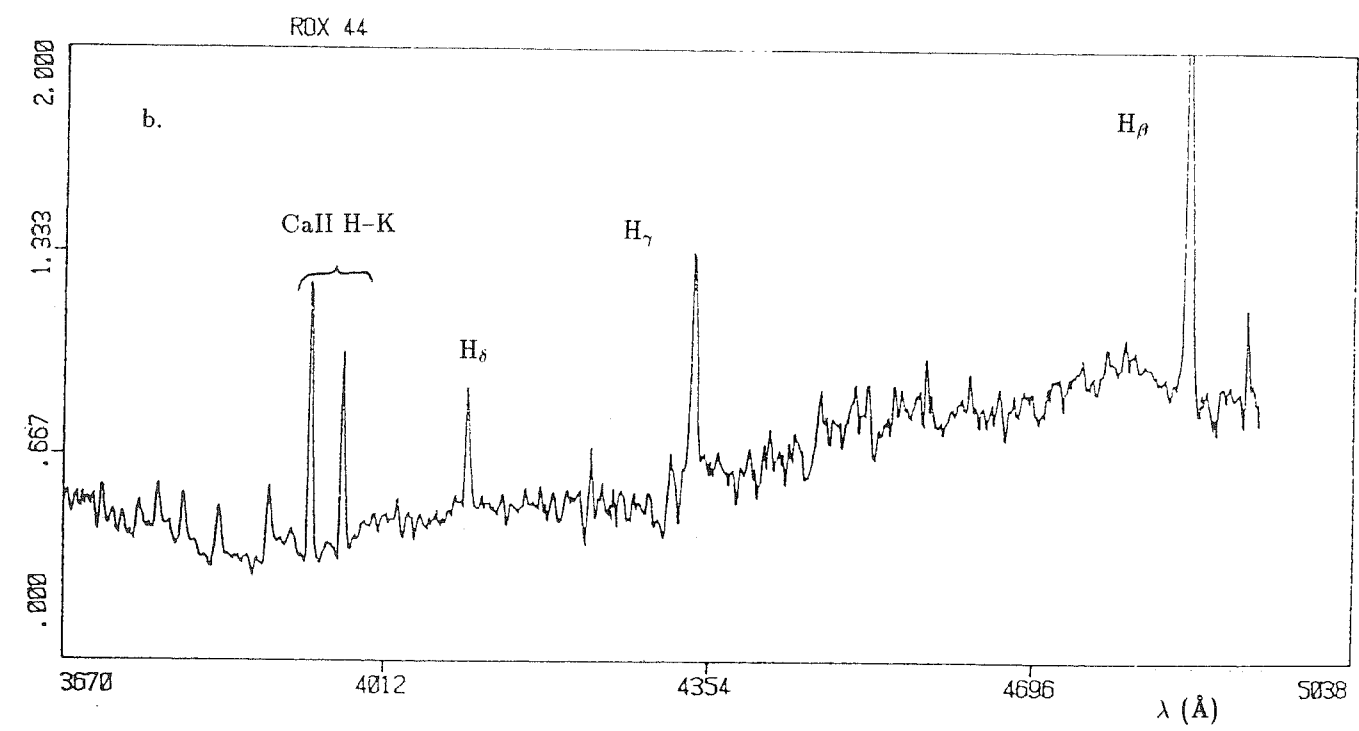
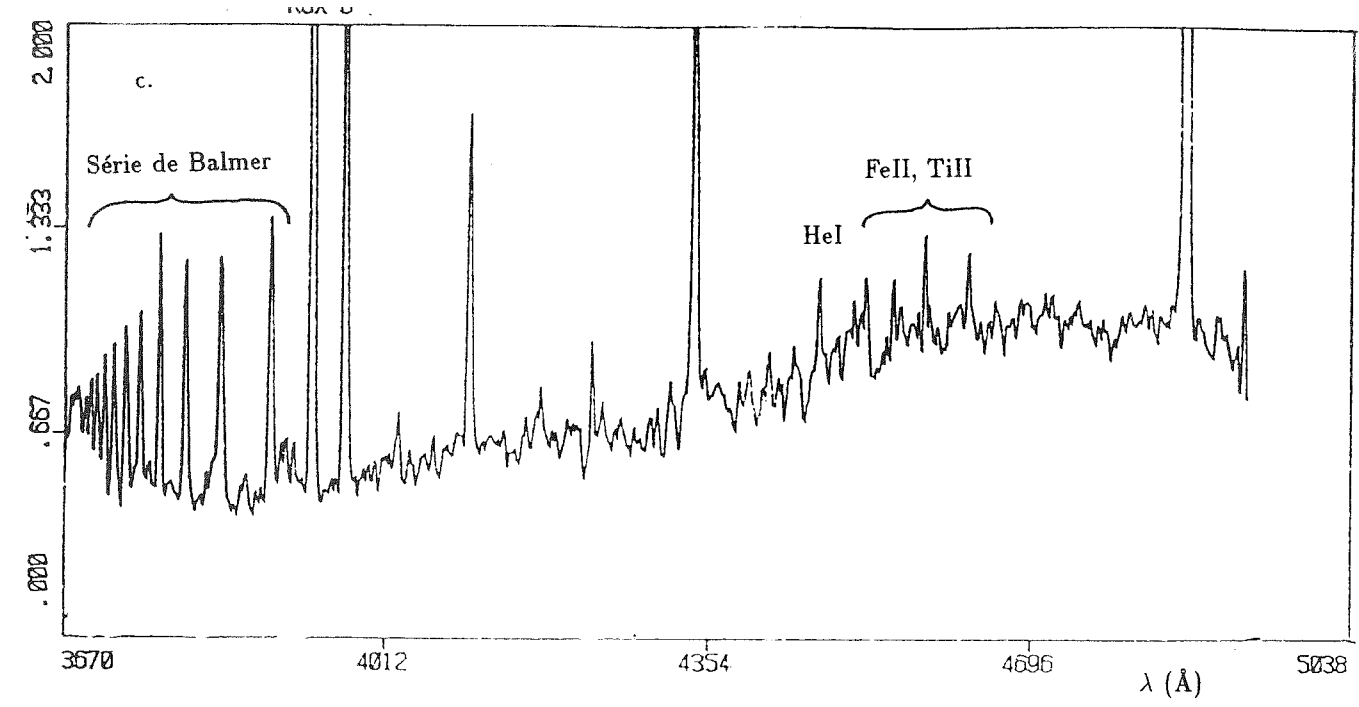
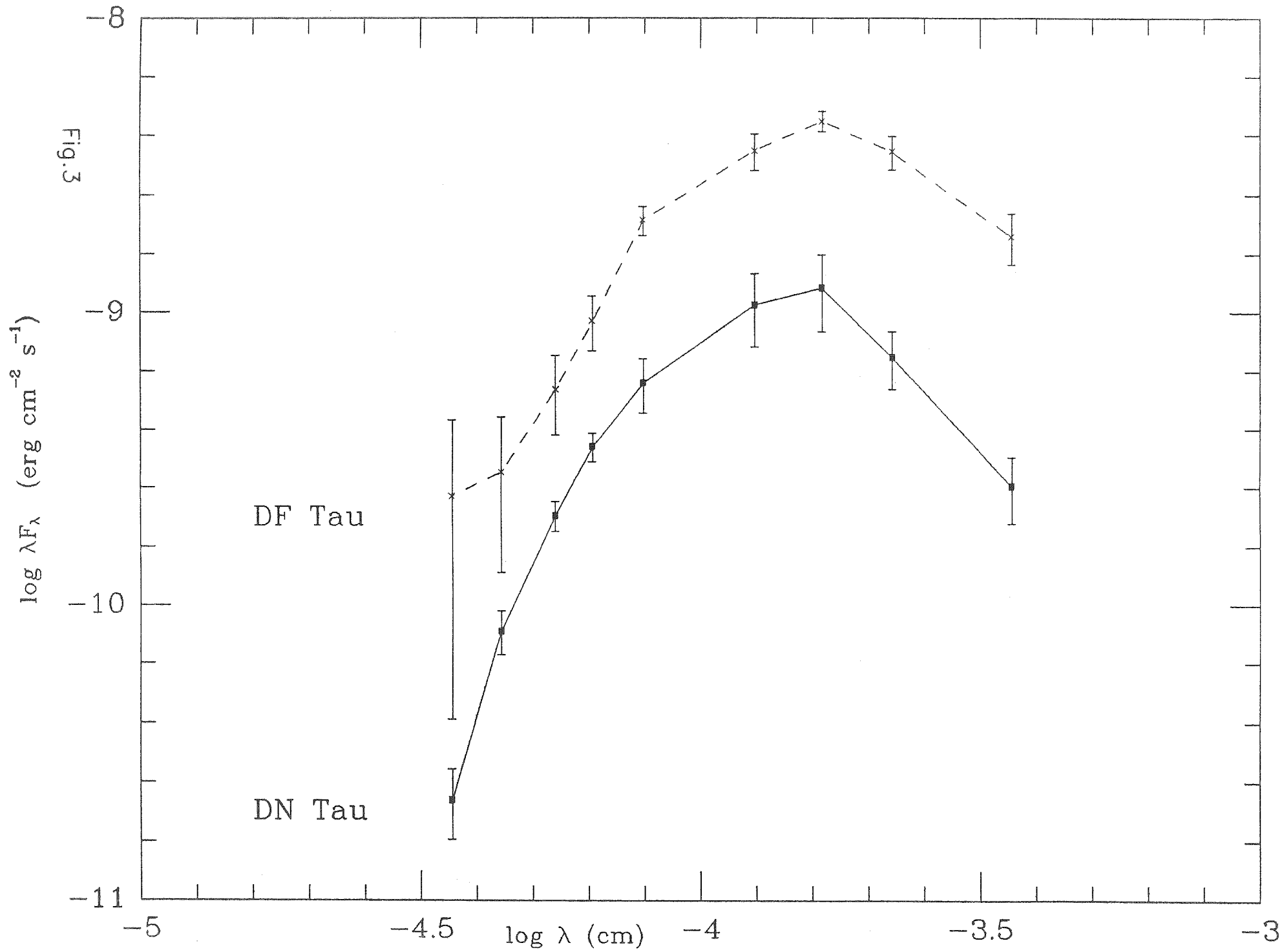


Fig.2



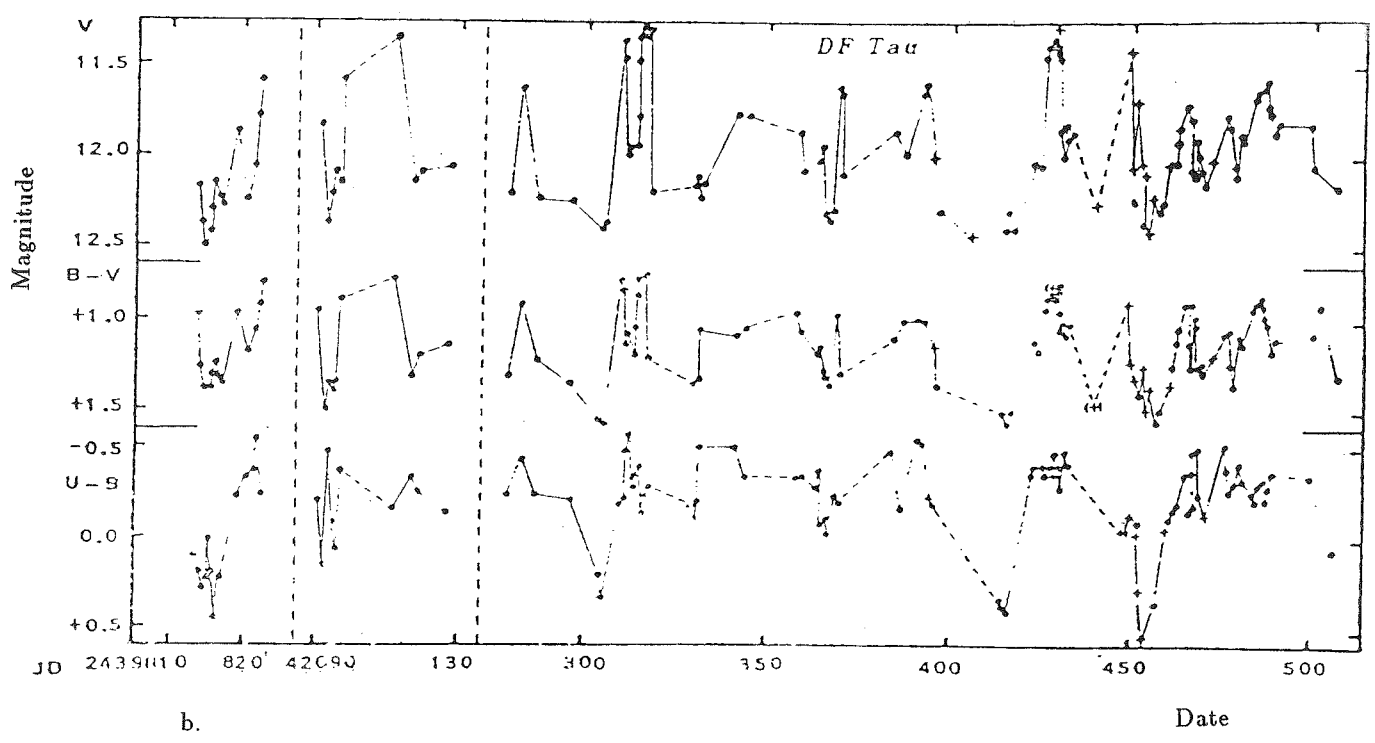
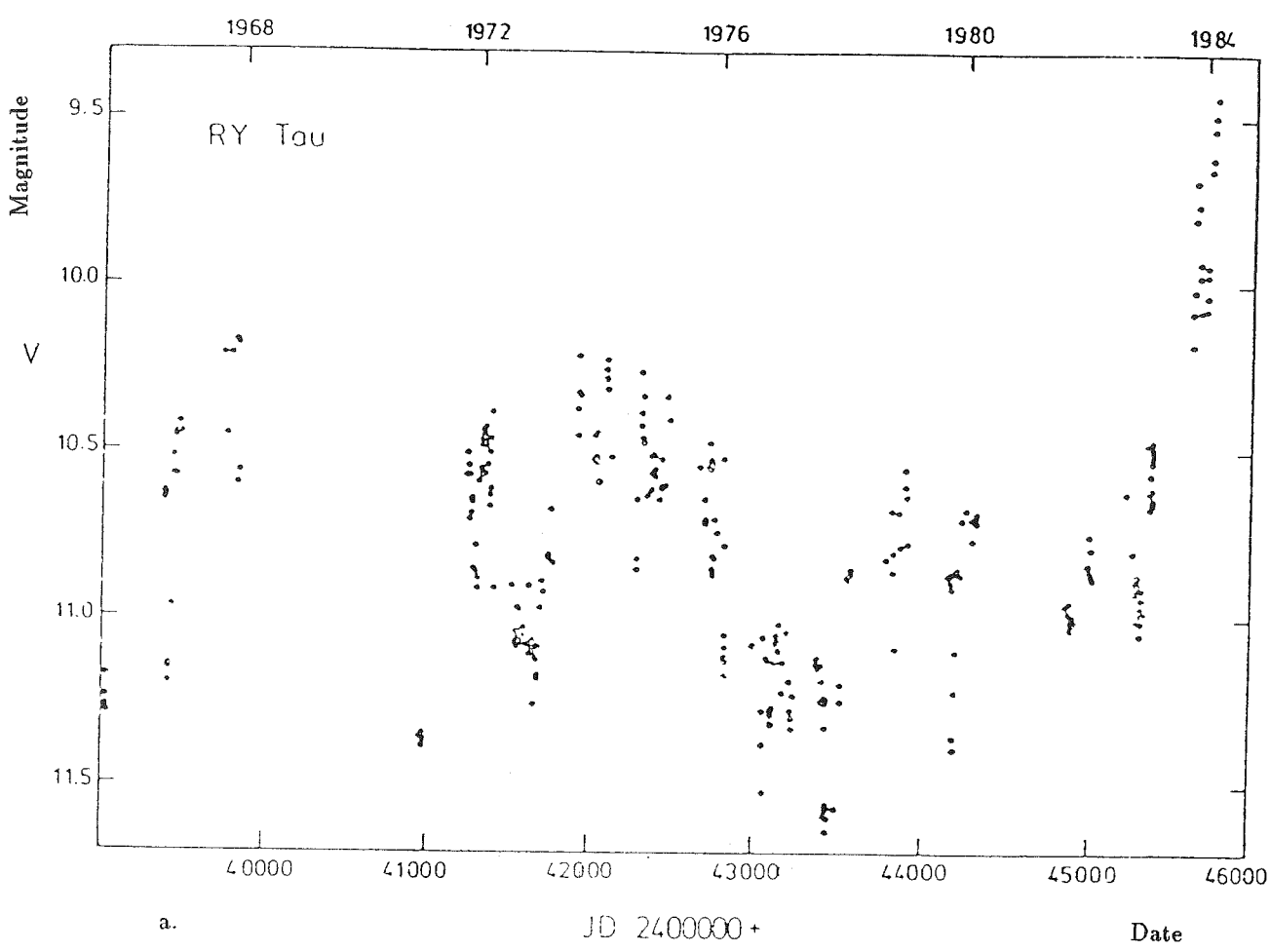


Fig.4

Chapitre II

Variabilité photométrique et champs magnétiques photosphériques

1. Introduction

La mesure directe des champs magnétiques stellaires reste à l'heure actuelle l'apanage de quelques groupes d'étoiles particulières. Les étoiles Ap et les naines blanches, par exemple, qui possèdent un champ magnétique intense organisé à grande échelle. Et dans une plus large mesure, les étoiles suffisamment lumineuses pour que l'élargissement Zeeman de leurs raies photosphériques puisse être mesuré par des observations spectroscopiques à très haute résolution. Les méthodes traditionnelles d'analyse polarimétrique ne sont sensibles qu'aux champs magnétiques organisés à grande échelle. Elles n'apportent aucune information sur l'existence éventuelle de structures magnétiques bipolaires locales. Ainsi, les champs magnétiques de plusieurs milliers de gauss présents dans les taches solaires ne seraient-ils pas détectés lors de l'analyse polarimétrique de la lumière intégrée du disque solaire. Seul son champ magnétique global de quelques gauss pourrait être mesuré s'il ne se trouvait bien en-deçà de la limite de détection des instruments actuels (quelques centaines de gauss). A des distances stellaires, le Soleil serait donc considéré comme une étoile non magnétique. De même, les tentatives visant à mesurer le champ magnétique d'étoiles T Tauri par des méthodes polarimétriques se sont jusqu'à présent soldées par des échecs (Babcock 1958, Brown and Landstreet 1981). Robinson (1980) a récemment proposé une méthode permettant d'éviter cet écueil : il s'agit de mesurer directement l'élargissement Zeeman des profils de raies photosphériques sensibles aux champs magnétiques. Cette méthode a été appliquée avec succès sur un certain nombre d'étoiles actives de la séquence principale (Marcy 1984, Saar 1986). Mais l'analyse de l'élargissement Zeeman nécessite l'obtention de spectrogrammes d'excellente qualité à très haute résolution spectrale ($S/N \simeq 300$, $R \simeq 10^5$). Or de telles observations ne peuvent être réalisées à l'heure actuelle sur des étoiles aussi peu lumineuses que les T Tauri ($m_v \simeq 12$, en moyenne). En d'autres termes, la mesure directe de champs magnétiques à la surface des étoiles T Tauri constitue pour l'instant un défi qui ne pourra être relevé que par un accroissement important de la sensibilité des détecteurs au sol.

Comment alors détecter la présence de champs magnétiques dans ces étoiles ? On peut supposer que des champs magnétiques suffisamment forts soient susceptibles de produire des effets perturbateurs à la surface d'une étoile. C'est donc vers la détection de tels effets qu'il faut s'orienter. Le Soleil est la seule étoile pour laquelle ces effets peuvent être décrits avec quelque détail. La conséquence la plus immédiate de la présence de champs magnétiques à la surface du Soleil réside dans l'apparition des taches photosphériques : des champs magnétiques sub-photosphériques intenses inhibent le transport convectif d'énergie vers la surface conduisant ainsi à des régions plus froides que la photosphère environnante observées sous l'aspect de taches sombres. Durant le cycle d'activité solaire, l'aire occupée par les taches magnétiques ne dépasse pas 1% de la surface solaire. Les variations de la luminosité solaire totale qui en résultent sont par conséquent minimes. C'est pourtant à de semblables taches que sont généralement imputées les variations lumineuses de certaines étoiles. En particulier, les courbes de lumière d'étoiles actives, de type RS Canis Venaticorum (Hall 1976) ou BY Draconis (Bopp et Espenak 1977), présentent souvent un comportement périodique. Cette composante périodique est interprétée comme le résultat de la modulation rotationnelle de la luminosité stellaire par des taches magnétiques. En d'autres termes, lors de la rotation de l'étoile, des taches magnétiques occupant une large fraction de sa surface passent régulièrement sur la ligne de visée pour disparaître ensuite sur l'hémisphère caché à l'observateur. Si la durée de vie des taches est supérieure à deux périodes de rotation stellaire et si les taches ne sont pas réparties de façon homogène à la surface de l'étoile, leur présence provoquera alors des variations lumineuses périodiques. La modulation rotationnelle de la luminosité stellaire due à une distribution non homogène de température à la surface de l'étoile offre donc un moyen aisément accessible à l'observation d'inférer l'existence de champs magnétiques photosphériques.

L'interprétation de la variabilité photométrique des étoiles en terme d'une distribution de brillance non homogène à leur surface n'est pas récente comme se plait à nous le rappeler Kopal (1982) :

"The history goes back, in fact, to the century which opened up shortly after the discovery of the variability of α (Mira) Ceti by Fabricius in 1596. Boulliau (1605-1694) was the first to voice the opinion that :

— *Quod scilicet molis globosae illius stellae pars una hemisphaerio minor sit*

lucida, altera hemisphaerio maior sit obscura ; ac stellae corpus circa proprium centrum ac circa unam axem revolvatur atque convertatur, in quam ducta a terra linea rectos cum ea angulos faciat (Boulliau, 1667). —

More than 70 years later, this hypothesis elicited on the part of Jacques Cassini (1677–1756) in his *Eléments d'Astronomie* (Paris, 1740) the following comments :

— *Quelque vraisemblable que soit l'opinion de Boulliau, sur la cause des apparences des étoiles du col de la Baleine, il paroît qu'une révolution simple de cette étoile autour de son axe n'est pas suffisante pour expliquer les variations qu'on y aperçoit. Car premièrement, elle n'arrive pas toutes les années à la même grandeur apparente, puisqu'on la voit quelquefois surpasser les étoiles de la seconde grandeur, et qu'en d'autres révolutions elle ne paroît pas égaler celles de la troisième.*

En second lieu, le temps qu'elle emploie à paroître, n'est pas toujours de la même durée, puisque dans quelques années elle n'est visible que pendant trois mois, et en d'autres elle paroît pendant plus de quatre mois.

En troisième lieu, elle n'emploie pas toujours un temps égal depuis qu'elle a commencé à paroître jusqu'à sa plus grande clarté, ni depuis sa plus grande clarté jusqu'à ce qu'elle cesse de paroître ; mais tantôt elle augmente plus vite qu'elle ne diminue, et tantôt il lui arrive tout le contraire.

En quatrième et dernier lieu, elle a été, au rapport d'Hevelius, quatre années entières sans paroître, depuis le mois d'Octobre de l'année 1672, jusqu'au mois de Décembre de l'année 1676.

On expliqueroit donc mieux ces variations, et plusieurs autres, en attribuant un mouvement particulier aux pôles de la révolution de cet astre autour de son axe, qui feroit paroître la durée de son apparition, tantôt plus grande, tantôt plus petite, suivant la diverse position de ces pôles par rapport à la partie lumineuse de cette étoile, qu'elle nous présenteroit sous divers aspects. —

The first investigator who developed Boulliau's hypothesis in more technical terms in the 19th century was Johannes Karl Friedrich Zöllner (1834–1882), who in his *Photometrische Untersuchungen* (1865) returned to the 'spot theory' of stellar variability by the phenomena exhibited by long-period (and other) variables to an unequal distribution of brightness over

the exposed surfaces of rotating stars. This theory almost immediately received a generally favourable reception among contemporary astronomers.

Hugo von Seeliger wrote, as late as 1889, that...

— *Diese Erklärung Zöllners ist so natürlich, sie ist dabei so allgemein und allen Beobachtungsergebnissen entsprechend, dass durch sie der forschende Verstand vollständig befriedigt wird. Man ist deshalb berechtigt, alle anderen Erklärungen abzuweisen, wenn nicht, was in speziellen Fällen denkbar wäre, andere Verhältnisse das Gegenteil verlangen. Gegenwärtig ist noch kein Fall bekannt, wo dies eingetreten wäre. —*

And the same year, J. Harting went on record that...

— *Überhaupt glaube ich, dass man gut tut, vorläufig allen Erscheinungen von Veränderlichen Sternen die Zöllnersche Theorie, als die bestbegründete, zu supponieren. Wenn irgendwo, so gelten hier die Worte Newtons, die Zöllner dem vierten Teile seiner Photometrischen Untersuchungen 'Über die physische Beschaffenheit der Himmelskörper' voraussetzt : Effectuum naturalium eiusdem generis eadem assignandae sunt causae quantum fieri potest! (Harting, 1889). —*

Pour être très au fait des premiers développements de cette interprétation, Kopal n'en reste pas moins l'un de ses plus fervents détracteurs :

“... Russel (1906) confirmed that, for an *arbitrary* distribution of brightness (or ‘spots’) over the surface of a star, the underlying photometric problem is essentially *indeterminate* – in the sense that the axial rotation of a star with *arbitrary* distribution of brightness on the surface can account for *any* observed light curve of stellar variability – a lesson which should be kept in mind today as much as it was more than 100 years ago, when this theorem was first proved by Bruns (1882).”

et encore :

“... unless some alternative check can be invoked on the existence and distribution of spots *independent* of the light curves, any explanation of observed facts in their terms are bound to remain purely hypothetical.”

Cette argumentation démontre clairement que le succès rencontré dans la modélisation des courbes de lumière observées en terme de taches magnétiques ne saurait prouver en lui-même la validité de cette interprétation. Conscients de cette faiblesse, les tenants de cette interprétation se sont efforcés de tirer de l'observation des arguments en faveur de l'existence des taches magnétiques. Et cela indépendamment des courbes de lumière observées comme le réclame à juste titre Kopal. Ils ont en particulier recherché la signature de ces taches dans le spectre d'étoiles actives possédant des courbes de lumière périodiques. Un premier résultat remarquable fut obtenu par Ramsey et Nations (1980) puis par Vogt (1981) par l'observation simultanée en photométrie et en spectroscopie de deux systèmes RS CVn (HR 1099 et II Peg). Lors de la phase photométrique correspondant au minimum de luminosité de l'objet, une augmentation de la profondeur des bandes moléculaires de TiO présentes dans le spectre a été détectée. Ce comportement est attribué au passage sur la ligne de visée d'une région localisée de la surface stellaire plus froide que la photosphère environnante. Vogt (1981) déduit un type spectral correspondant à M6 pour la tache c'est-à-dire une température d'environ 1200 K plus basse que celle de la photosphère non perturbée. Dans la même étude, Vogt montre que l'intensité de l'émission mesurée dans la raie H_{α} est étroitement corrélée avec le degré de visibilité de la tache magnétique. Lors d'une étude très approfondie du même système RS CVn, Marstad *et al.* (1982) ont également observé ce comportement : l'intensité de l'émission mesurée dans différentes raies chromosphériques (MgII, CIV, OI, SiIV...) augmente lorsque la luminosité de l'étoile diminue. Les auteurs interprètent ce résultat en faisant appel à l'analogie solaire : les taches magnétiques à la surface du Soleil sont en effet étroitement associées aux plages chromosphériques, régions d'émission intense qui résultent d'un fort degré de chauffage non-radiatif probablement lié à la présence de champs magnétiques (e.g. Chapman 1981). L'apport le plus considérable en ce domaine fut probablement le fait de O.C. Wilson et de ses collaborateurs à l'Observatoire du Mont Wilson. Cette équipe a développé un photomètre à bande passante étroite centrée autour du doublet de CaII H et K (Vaughan, Preston, Wilson 1978) dans l'espoir de détecter, dans les naines de faibles masses, une modulation rotationnelle due à la présence de régions actives chromosphériques non-uniformément réparties à leur surface. Leur intuition fut largement confirmée par la mise en évidence de courbes de lumière périodiques à ces longueurs d'onde

pour un grand nombre de naines de types spectraux tardifs (Vaughan *et al.* 1981, Baliunas *et al.* 1983). Non seulement ces résultats venaient conforter l'analogie des structures atmosphériques stellaires et solaire, mais permettaient, en outre, une mesure directe des périodes de rotation stellaire. En effet, une conséquence intéressante de l'interprétation magnétique réside dans le fait que la périodicité des courbes de lumière reflète directement la période de rotation stellaire (pour autant que la durée de vie des taches magnétiques soit suffisante). C'est pourquoi, cette interprétation crût être prise en défaut lorsque Van Leeuwen et Alphenaar (1982) découvrirent des variations de très courte période dans les courbes de lumière de certaines naines K des Pléiades. Ces périodes, de l'ordre de quelques heures, impliquaient des vitesses de rotation pouvant atteindre 170 km.s^{-1} . Or, les taux de rotation des étoiles de type tardif du voisinage solaire sont généralement inférieurs à 5 km.s^{-1} . Cette apparente contradiction fut levée par Stauffer *et al.* (1984) : à partir d'observations spectroscopiques, ces auteurs purent déterminer la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée des étoiles incriminées. Il s'avéra que les étoiles K des Pléiades observées par Van Leeuwen et Alphenaar possédaient effectivement des vitesses de rotation élevées (cf. Appendice B) en accord avec les périodes de rotation déduites des courbes de lumière. Finalement, loin de porter un coup fatal à l'interprétation magnétique, ces résultats fournissaient un argument supplémentaire en sa faveur.

La preuve directe de l'existence de champs magnétiques à la surface de naines de faibles masses fut récemment apportée par les travaux de Marcy (1984) et de Saar et Linsky (1987). A partir de l'analyse à haute résolution spectrale de raies photosphériques plus ou moins sensibles à la présence de champs magnétiques (cf. Robinson 1980), ils mesurèrent des champs dont l'intensité peut atteindre plusieurs milliers de gauss et qui occupent une très large fraction de la surface stellaire (jusqu'à 87% de l'hémisphère visible). Ces résultats viennent renforcer la principale conclusion à laquelle ont abouties les études récentes menées sur le thème de l'activité stellaire : il semble que les mécanismes physiques responsables du chauffage des atmosphères d'un grand nombre d'étoiles soient qualitativement similaires à ceux qui sont tenus pour responsables du chauffage non-radiatif de l'atmosphère solaire (voir Chapitre III). En particulier, le champ magnétique paraît jouer un rôle décisif dans la structure et le chauffage des atmosphères stellaires (voir, par exemple, Linsky 1985 pour une revue). Il n'est donc pas surprenant de retrouver au niveau de la photosphère de ces

étoiles des phénomènes magnétiques analogues à ceux observés à la surface du Soleil.

L'ensemble des arguments présentés ici permet d'établir le bien-fondé de l'interprétation des variations lumineuses périodiques de certaines étoiles actives en terme d'une distribution hétérogène de température à leur surface. Si la mesure directe des champs magnétiques dans les étoiles T Tauri reste une gageure, la détection de variations périodiques dans leurs courbes de lumière est par contre à la portée des instruments actuels. Afin de mettre en évidence l'existence de champs magnétiques à la surface de ces étoiles, nous nous sommes donc orientés vers la recherche d'une composante périodique à leur variabilité photométrique généralement irrégulière. Dans le paragraphe suivant la détection de cette composante périodique est rapportée pour plusieurs étoiles T Tauri (§2.1), la validité de son interprétation en terme de phénomènes magnétiques est discutée (§2.2 et §2.3) et un modèle permettant de déduire les propriétés physiques et géométriques des taches est présenté (§2.4). Ce modèle est ensuite appliqué aux courbes de lumière obtenues pour 11 étoiles T Tauri (§2.5) et les propriétés déduites pour les taches couvrant leur surface sont discutées (§2.6).

2. Les taches magnétiques des étoiles T Tauri

2.1 Les étoiles T Tauri : des variables irrégulières ?

Depuis leur découverte, les étoiles T Tauri sont classées comme variables irrégulières. Leur variabilité photométrique couvre des échelles de temps très différentes : depuis une composante extrêmement rapide (quelques secondes) et de faible amplitude, attribuée à une distribution continue de phénomènes éruptifs à la surface des étoiles (Kuan 1976, Worden *et al.* 1981) jusqu'à une composante très lente (quelques années) dont l'amplitude peut atteindre plusieurs magnitudes et dont les causes sont plus difficiles à cerner (Bellingham et Rossano 1980, Appenzeller et Dearborn 1984). Entre ces extrêmes, Wenzel, dès 1956, pensait avoir mis en évidence une composante quasi-périodique de période 6.1 jours dans les variations lumineuses de l'étoile T Tauri très active, S Cra. Plus tard, Herbig (1962) et Hoffmeister (1965) rapportèrent de semblables résultats. Néanmoins, il a fallu attendre les travaux de Rydgren et Vrba (1983) et de Rydgren *et al.* (1984) pour qu'une étude systématique de cette composante périodique voit le jour. Ces auteurs rapportent

l'existence de périodicités (de 2 à 7 jours) dans les courbes de lumière de 7 étoiles T Tauri qui possèdent la particularité de ne présenter que de très faibles caractéristiques spectrales d'émission ($EW(H_\alpha) < 4 \text{ \AA}$). Ce trait de caractère leur a valu l'appellation de "post-T Tauri". Pourtant, l'opportunité d'une telle appellation reste discutable : ces étoiles occupent dans le diagramme H-R une position très semblable à celle qu'occupent des étoiles T Tauri beaucoup plus actives. Le lien entre l'âge de ces étoiles et leur faible activité n'apparaît donc pas clairement contrairement à ce que le terme "post-T Tauri" semble indiquer*. Quoiqu'il en soit, Rydgren et ses collaborateurs interprétèrent les périodicités détectées dans les courbes de lumière comme le résultat de la présence de taches magnétiques à la surface des étoiles. Et ils déduisirent de considérations simples que quelque 10% de la surface stellaire devait être occupée par ces taches d'une température inférieure d'environ 600 K à celle de la photosphère. Bien qu'encourageantes, leurs conclusions restent limitées à ce groupe d'étoiles peu actives par rapport aux membres typiques de la classe des étoiles T Tauri. C'est pourquoi il était nécessaire d'étendre cette étude en réalisant un programme d'observations systématiques sur un échantillon d'étoiles T Tauri plus représentatif de la classe. Nous avons pu ainsi détecter une composante périodique dans les variations photométriques de certaines étoiles T Tauri typiques. Quelques unes des courbes de lumière obtenues sont présentées dans la figure 1. Les périodicités observées peuvent avoir bien d'autres causes que les phénomènes magnétiques invoqués plus haut. Avant de passer à l'analyse détaillée des courbes de lumière, différents mécanismes susceptibles d'engendrer de telles variations sont décrits dans le paragraphe suivant.

2.2 Variations photométriques périodiques : les interprétations non-magnétiques

Ecart à la sphéricité

Longtemps, les étoiles T Tauri ont été considérées comme des rotateurs rapides. Cette croyance provenait en partie de l'estimation par Herbig en 1957 des vitesses de rotation de 4 étoiles T Tauri : il conclut à des v_{ini} s'échelonnant entre 20 et 75 km.s^{-1} pour ces étoiles. D'autre part, des considérations théoriques relatives à la conservation du moment angulaire au cours de la formation stellaire donnaient à penser que les étoiles jeunes devaient posséder

* Le terme "naked T Tauri" proposé par Walter (1986) semble plus adapté.

une vitesse de rotation proche de leur vitesse de fission. Il fallut attendre 1981 pour que Vogel et Kuhl apportent une nouvelle lumière sur le sujet. Vogel et Kuhl ont entrepris de déterminer les vitesses de rotation d'un nombre significatif d'étoiles T Tauri. La limite de résolution, imposée par l'instrumentation utilisée, ne leur permit que de fournir des limites supérieures aux taux de rotation stellaire. Ils purent néanmoins montrer que la plupart des étoiles de leur échantillon possédaient des vitesses de rotation n'excédant pas 25 à 35 km.s^{-1} . Nous avons par la suite affiné ces résultats grâce à la détermination précise des taux de rotation de 28 étoiles T Tauri (Bouvier *et al.* 1986, cf. Appendice B). Il nous fut alors possible de montrer que la vitesse de rotation de ces étoiles se situe environ un ordre de grandeur en-deçà de leur vitesse de fission (typiquement 300 km.s^{-1}). Ces résultats permettent d'exclure définitivement la possibilité d'un aplatissement de l'étoile comme source des variations lumineuses périodiques.

Binarité

Si la phase T Tauri constitue une étape universelle de l'évolution des étoiles de faible masse, à n'en pas douter nombre des membres de cette classe doivent appartenir à des systèmes multiples (Herbig 1977, Cohen et Kuhl 1979). Pourtant, jusqu'à présent, seules quelques rares évidences directes de l'appartenance d'étoiles T Tauri à des systèmes multiples ont pu être apportées par l'observation. Un cas peut-être révélateur à cet égard est celui du prototype même de la classe, T Tauri, dont l'appartenance à un système triple ne semble plus faire de doute (Schwartz *et al.* 1984, Nisenson *et al.* 1985). Mundt *et al.* (1983) montrèrent également que l'étoile nommée FK1 (Feigelson et Kriss 1981) est une binaire spectroscopique. Or, il s'agit d'une des étoiles pour lesquelles Rydgren et Vrba (1983) rapportent des variations lumineuses périodiques. Pourtant, cette périodicité photométrique ne saurait résulter d'éclipses mutuelles entre les composants du système binaire*. En effet, Mundt *et al.* ont estimé à 7° l'angle que fait l'axe de révolution de ce système sur la ligne de visée. D'une façon générale, les variations photométriques observées dans les étoiles T Tauri ne semblent pas provenir d'éclipses entre composants d'un système multiple : d'une part, les courbes de lumière périodiques des étoiles T Tauri présentent généralement un aspect quasi-sinusoïdal bien différent de celui des courbes de

* Et cela malgré la similarité des périodes orbitale (3.9 jours) et photométrique (4.05 jours) plus volontiers attribuée à une rotation synchrone.

lumière des binaires à éclipses ; d'autre part, la forme de la courbe de lumière d'un même objet varie au cours du temps (e.g. comparer les courbes de lumière obtenues pour V410 Tauri en Décembre 1984, Janvier 1986 et Décembre 1986, fig. 4a, 4b et 4c). Ainsi, bien que l'appartenance à un système multiple ne puisse être écartée par ailleurs, les variations périodiques de luminosité des étoiles T Tauri ne semblent pas résulter d'éclipses au sein d'un tel système.

Extinction circumstellaire variable

Nous avons rappelé au Chapitre I que l'environnement circumstellaire des étoiles T Tauri pouvait être très riche. D'une part, certains profils complexes de raies d'émission dans le spectre de ces étoiles semblent impliquer l'existence d'une enveloppe circumstellaire de gaz ionisé. D'autre part, la présence d'un excès infra-rouge intrinsèque dans la distribution spectrale d'énergie de certains membres de la classe est parfois attribuée au rayonnement thermique de poussières. Une enveloppe de poussières en rotation autour de l'étoile est susceptible d'engendrer des variations lumineuses périodiques lorsque des régions plus denses que d'autres passent sur la ligne de visée. Toutefois cette interprétation rencontre quelques difficultés en particulier dans le cas des étoiles étudiées par Rydgren et Vrba (1983) : outre leurs faibles caractéristiques d'émission, ces étoiles possèdent une distribution spectrale d'énergie très similaire à celle des naines de même masse. L'absence d'un spectre d'émission intense et d'un excès infra-rouge significatif rend l'existence d'enveloppes circumstellaires de gaz ou de poussières douteuse. Nous avons montré (Bouvier, Bertout, Bouchet 1986, cf. Appendice A) que cette interprétation pouvait être également écartée dans le cas de DN Tauri, un membre pourtant bien représentatif de la classe T Tauri : d'une part, la position de cet objet dans un diagramme de couleur (H-K, K-L) indique que l'excès infra-rouge présent dans sa distribution spectrale d'énergie doit être attribué à l'émission d'une enveloppe de gaz ionisé plutôt qu'au rayonnement thermique de poussières (Cohen et Kuhl 1979) ; d'autre part, nous avons pu estimer à environ 20° l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile sur la ligne de visée. Puisque l'étoile est observée presque dans la direction de ses pôles, les effets de parallaxe vont jouer un rôle important. Il est en particulier peu probable que du matériel orbitant à une certaine distance de la surface stellaire puisse rendre compte de l'aspect quasi-sinusoïdal de la courbe de lumière observée. Les étoiles T Tauri étudiées dans ce chapitre, exceptée

GW Ori, occupent une position dans le diagramme de couleur (H-K, K-L) qui permet d'attribuer leur excès IR intrinsèque à l'émission d'une enveloppe de gaz ionisé. Pour ces étoiles, l'interprétation des variations photométriques en terme d'une opacité variable sur la ligne de visée, dûe à la présence d'une enveloppe circumstellaire de poussières, ne semble donc pas être la plus vraisemblable.

Ce rôle pourrait par contre être rempli par l'enveloppe de gaz ionisé : le passage sur la ligne de visée de régions plus denses que d'autres induirait alors un accroissement de la luminosité stellaire apparente. Dans cette hypothèse, l'intensité du spectre d'émission formé au moins en partie dans cette enveloppe de gaz, devrait être étroitement corrélée avec les variations lumineuses. Or, l'analyse d'observations spectroscopiques obtenues à la même époque que quelques courbes de lumière ne confirme pas cette attente.

Pulsations

Bien que la position des étoiles T Tauri dans un diagramme H-R soit fort éloignée de la bande d'instabilité, la forme de la composante périodique de leurs courbes de lumière rappelle parfois fortement celle des courbes de lumière des variables pulsantes. L'hypothèse suivant laquelle des pulsations radiales seraient à l'origine des variations périodiques peut être testée par l'application de la relation d'Eddington (1930) aux étoiles T Tauri. Cette relation qui semble vérifiée par la plupart des variables pulsantes, lie la période de pulsation radiale du mode fondamental à la densité moyenne de l'étoile. Elle s'exprime le plus souvent sous la forme :

$$P(\bar{\rho}/\bar{\rho}_{\odot})^{1/2} = Q$$

où Q , la "constante" de pulsation varie à travers le diagramme H-R entre 0.03 et 0.12 jours (Cox 1980). Pour une étoile T Tauri typique ($M = 1 M_{\odot}$, $R = 2.5 R_{\odot}$) cette relation conduit à des périodes de pulsation comprises entre 0.1 et 0.5 jour alors que les périodicités observées dans les courbes de lumière des étoiles T Tauri s'échelonnent entre 2 et 8.5 jours. Si l'interprétation des périodicités photométriques en terme de pulsations purement radiales ne peut par conséquent être retenue, la possibilité de pulsations non-radiales reste extrêmement difficile à écarter. Des arguments qualitatifs peuvent pourtant être fournis à son encontre : d'une part, seuls les modes de gravité sont susceptibles de décrire correctement les observations puisque les modes de pression ont des périodes de pulsation inférieures à celle du fondamental purement radial (Cox 1980). Les modes de gravité,

contrairement aux modes de pression à prédominance radiale, sont des modes d'oscillation principalement transverse (Cowling 1941). De telles oscillations sont-elles capables de produire des déformations de la surface stellaire suffisantes pour expliquer des amplitudes de variations lumineuses pouvant atteindre plusieurs magnitudes (comme nous l'avons par exemple observé dans le cas de l'étoile DF Tauri) ? D'autre part, l'observation n'a fourni, jusqu'à présent, aucun indice permettant, indépendamment des courbes de lumière observées, de conclure à la présence de telles oscillations dans les étoiles T Tauri. Nous n'avons en particulier détecté aucune des signatures spectrales que nous serions en droit d'attendre lors d'une forte déformation de l'étoile sous l'effet de ces pulsations. De plus, les modèles théoriques d'évolution pré-séquence principale n'en prévoient pas l'existence. Bien que la portée de ces arguments soit limitée, l'interprétation des périodicités photométriques en terme de pulsations stellaires ne semble pas la plus adaptée.

2.3 Variations photométriques périodiques : l'interprétation magnétique

Plusieurs études semblent converger pour indiquer la présence d'une distribution non homogène de température à la surface des étoiles T Tauri :

◇ Herbig et Soderblom (1980) déduisent de leur étude du triplet IR de CaII dans le spectre d'étoiles T Tauri que la surface de ces objets est constituée d'une mosaïque de régions "froides" et "chaudes". Les rapports d'intensité entre les différentes composantes du triplet IR de CaII indiquent en effet que l'émission provient de régions optiquement épaisses comme le sont les plages solaires. Les auteurs interprètent alors les variations d'intensité observées d'une étoile à l'autre dans le triplet du calcium comme résultant de la fraction variable de la surface stellaire occupée par les régions d'émission.

◇ Giampapa *et al.* (1981), à partir de l'observation des doublets du calcium et du magnésium, s'appuient sur le résultat de Herbig et Soderblom pour estimer à 15% en moyenne la fraction de la surface stellaire occupée par des régions actives analogues aux plages solaires.

◇ Kuan (1976) puis Worden *et al.* (1981) ont étudié les variations photométriques de quelques étoiles T Tauri sur des échelles de temps de l'ordre de la seconde. Ils ont montré que la microvariabilité observée dans la bande U pouvait être attribuée à une superposition de phénomènes éruptifs à la surface des étoiles étudiées.

◇ Montmerle *et al.* (1983) ont obtenu des observations répétées de la région de formation stellaire de ρ Ophiuchi dans le domaine X. Ils trouvent que la variabilité manifestée par les sources X peut être décrite par des phénomènes éruptifs qualitativement semblables à ceux observés dans le Soleil.

Ces résultats suggèrent une certaine analogie entre les processus physiques régnant à la surface des étoiles T Tauri et ceux observés à la surface du Soleil qui, on le sait, sont étroitement liés à la présence de champs magnétiques de forte intensité.

En outre, une base physique à l'interprétation de la composante périodique de la variabilité photométrique des étoiles T Tauri est apportée par la théorie de l'effet dynamo. Cette théorie prévoit en effet que des champs magnétiques peuvent être entretenus dans des étoiles telles que les T Tauri qui possèdent à la fois de profondes zones convectives et des vitesses de rotation élevées (cf. Appendice B). Ainsi, l'interprétation en terme de phénomènes magnétiques n'apparaît-elle pas comme totalement *ad hoc* mais est, au contraire, susceptible de s'intégrer de façon cohérente dans un cadre théorique déjà formulé.

Finalement, on ne peut évidemment pas préjuger de l'unicité du mécanisme responsable des périodicités observées dans les courbes de lumière de quelques étoiles T Tauri. Il se peut que des interprétations non-magnétiques telles que celles discutées plus haut soient à l'œuvre dans certains cas ponctuels. Pourtant, la démarche adoptée ici et qui consiste à interpréter toutes les courbes de lumière périodiques observées en terme d'un mécanisme unique, semble justifiée tant que des faits nouveaux tirés de la théorie ou de l'observation ne viennent pas démontrer la nécessité de s'en écarter.

2.4 Modélisation

De nombreux modèles visant à reproduire les courbes de lumière périodiques de certaines étoiles actives en supposant la présence de taches magnétiques à leur surface ont été développés par le passé (e.g. Bopp et Evans 1973, Torres et Ferraz Mello 1973, Eaton et Hall 1979) . Le principe de base de tous ces modèles consiste à faire varier un certain nombre de paramètres libres qui décrivent les propriétés physiques et géométriques des taches jusqu'à ce qu'un ajustement acceptable à la courbe de lumière observée soit obtenu.

Le modèle développé ici obéit au même principe et est représenté schématiquement dans la Figure 2 : une tache circulaire unique, assimilée à un corps noir de température T_s , couvre une fraction f de la surface stellaire en rotation uniforme. On suppose qu'à

l'extérieur de la région occupée par la tache la photosphère rayonne comme un corps noir de température T_{eff} *. Lors de la rotation de l'étoile, les différents aspects présentés par la tache sur la ligne de visée modulent la luminosité stellaire pour conduire à une courbe de lumière périodique dont la forme dépend de la taille et de la position de la tache à la surface de l'étoile et dont les variations d'amplitude en fonction de la longueur d'onde permettent de déduire la température de la tache (cf. Fig. 2).

Si la surface stellaire était exempte de taches, sa luminosité à la longueur d'onde λ serait :

$$L_{\lambda}^* = \pi R_*^2 B_{\lambda}(T_{eff}) \cdot \left(1 - \frac{\mu_{\lambda}}{3}\right)$$

pour une loi d'assombrissement centre-bord de la forme :

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^0 (1 - \mu_{\lambda} + \mu_{\lambda} \cos \alpha)$$

μ_{λ} représentant les coefficients d'assombrissement centre-bord et α l'angle que fait la normale à la surface stellaire au point considéré avec la ligne de visée. En présence d'une tache de température nulle, la perte de luminosité serait :

$$\Delta L_{\lambda} = -R_*^2 B_{\lambda}(T_{eff}) \int \int_{tache} (1 - \mu_{\lambda} + \mu_{\lambda} \cos \alpha) \cos \alpha \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

où θ est la co-latitude du point considéré à la surface de l'étoile et ϕ , l'angle de phase. Finalement, en tenant compte du flux émis par la tache de température non nulle, on aura :

$$L_{\lambda}^{obs} = L_{\lambda}^* + \Delta L_{\lambda} + R_*^2 B_{\lambda}(T_s) \int \int_{tache} (1 - \mu_{\lambda} + \mu_{\lambda} \cos \alpha) \cos \alpha \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

soit :

$$\frac{L_{\lambda}^{obs}}{L_{\lambda}^*} = 1 - \frac{1}{\pi(1 - \mu_{\lambda}/3)} \left(1 - \frac{B_{\lambda}(T_s)}{B_{\lambda}(T_{eff})}\right) \int \int_{tache} (1 - \mu_{\lambda} + \mu_{\lambda} \cos \alpha) \cos \alpha \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

ou encore, exprimé en magnitudes :

$$m_{\lambda}(t) = m_{\lambda}^* - 2.5 \log \left\{ 1 - \frac{1}{\pi(1 - \mu_{\lambda}/3)} \left(1 - \frac{B_{\lambda}(T_s)}{B_{\lambda}(T_{eff})}\right) \int \int_{tache} (1 - \mu_{\lambda} + \mu_{\lambda} \cos \alpha) \cos \alpha \sin \theta \, d\theta \, d\phi \right\} \quad (1)$$

* La validité des différentes approximations utilisées dans ce modèle est discutée dans l'appendice A (Bouvier, Bertout, Bouchet 1986).

avec :

$$\cos\alpha = \cos\phi \sin i \sin\theta + \cos i \cos\theta \quad (2)$$

où i est l'angle que fait l'axe de rotation stellaire avec la ligne de visée. La variation temporelle de la magnitude observée intervient dans l'angle de phase ϕ :

$$\phi = \frac{2\pi(t - t_0)}{P_{rot}} \quad (3)$$

où t_0 est arbitrairement défini comme l'époque de maximum de visibilité de la tache.

Les paramètres libres du modèle sont : m_{λ}^* , la magnitude qu'aurait l'étoile à la longueur d'onde λ si sa surface était exempte de taches, T_s , la température de la tache, f , la fraction de la surface stellaire qu'elle couvre et β , la latitude qu'occupe son centre à la surface de l'étoile. Ces deux derniers paramètres fixent les bornes de l'intégration sur la surface occupée par la tache dans l'équation (1). Le code numérique utilisé minimise l'écart entre les magnitudes observées simultanément à plusieurs longueurs d'onde et le membre de droite d'autant d'équations (1) qu'il y a de bandes photométriques. Les valeurs des paramètres libres du modèle qui conduisent au meilleur ajustement à la courbe de lumière observée sont recherchées par itérations successives à partir de valeurs arbitraires de départ en suivant une méthode de minimisation du χ^2 (Bevington 1969).

Le choix d'une tache circulaire unique est dicté par deux nécessités : d'une part, l'hypothèse de circularité permet d'exprimer l'équation (1) sous une forme analytique conduisant ainsi à un gain appréciable de temps de calcul (Budding 1976) ; d'autre part, le problème principal rencontré lors de l'application de ce modèle réside dans la non-unicité des solutions obtenues : plusieurs jeux de valeurs pour les paramètres libres sont généralement capables de reproduire correctement les observations. Ce problème se révèle d'autant plus aigu que le nombre de paramètres libres est élevé. C'est pourquoi le nombre de paramètres libres a été limité en ne considérant qu'une tache unique. Pour la même raison, le maximum de paramètres relatifs à l'étoile entrant dans la composition du modèle sont fixés. Ainsi, dans la mesure du possible, sont fixés la période de rotation stellaire (mesurée sur la courbe de lumière), la température effective (déduite du type spectral à l'aide de la relation $Sp-T_{eff}$ donnée par Cohen et Kuhl 1979), les coefficients d'assombrissement centre-bord (provenant de Carbon et Gingerich 1969) et l'inclinaison de l'axe de rotation stellaire sur la ligne de visée (calculée à partir de $v \sin i$ — Bouvier *et al.* 1986, Appendice B— et $v = 2\pi R_*/P_{rot}$).

Finalement, insistons sur le fait que l'application de ce modèle ne nécessite aucune hypothèse *a priori* sur la véritable nature de la distribution non homogène de température régnant à la surface de l'étoile. En particulier, le modèle ne préjuge pas de la température de la tache : celle-ci peut être soit plus froide, soit plus chaude que la photosphère environnante pourvu qu'elle couvre une aire inférieure à $2\pi R_*^2$. En outre, cette région de température différente du reste de la photosphère peut être perçue indifféremment comme une structure monolithique ou comme l'assemblage de nombreuses régions de tailles plus modestes.

2.5 Résultats

Le modèle est appliqué ici aux courbes de lumière de 11 étoiles T Tauri dont la position dans un diagramme H-R est représentée dans la Figure 3. Les observations ont été réalisées entre Février 1984 et Janvier 1986 à l'Observatoire Européen Austral, Chili. Dans la plupart des cas, les courbes de lumière ont été obtenues dans le système photométrique UBVRI de Cousins (Bessel, 1979). La faible luminosité de quelques étoiles aux courtes longueurs d'onde nous a contraint à ne pas tenir compte des observations obtenues pour celles-ci dans la bande U. Les incertitudes sur la mesure sont approximativement : $\sigma_U = 0.05$, $\sigma_B = 0.03$, $\sigma_V = 0.02$, $\sigma_R = 0.01$, $\sigma_I = 0.01$ magnitude pour une étoile de magnitude visuelle apparente de l'ordre de 12. Le modèle est appliqué de manière à reproduire simultanément les observations à toutes les longueurs d'onde, condition nécessaire à la détermination de la température de la région responsable des périodicités photométriques.

Six étoiles de l'échantillon ont pu être observées durant 2 années successives, ce qui permet d'étudier l'évolution dans le temps de la distribution de température à leur surface. Pour la présentation des résultats, l'échantillon est scindé en deux groupes : le premier est constitué d'étoiles T Tauri dont le spectre ne contient que de faibles caractéristiques d'émission ($EW(H_\alpha) < 4 \text{ \AA}$) ; les étoiles du second groupe sont plus actives et par là plus représentatives de la classe.

Les propriétés des taches déduites du modèle sont résumées dans la Table 1 (les paramètres stellaires entrant dans la composition du modèle figurent, pour chaque étoile, dans la table 3 de l'appendice B).

a) Les étoiles à faibles caractéristiques spectrales d'émission

Les cinq étoiles* de l'échantillon regroupées sous cette appellation, présentent une certaine homogénéité du point de vue de leurs propriétés spectrales et photométriques. L'examen de leur spectre à basse résolution (quelques Å) ne révèle qu'une faible émission dans la raie H_α ($EW(H_\alpha) < 4 \text{ \AA}$) et dans le cœur des raies H et K de CaII. Leur distribution spectrale d'énergie, très proche de celle des naines de même température, ne présente que de faibles excès intrinsèques dans les domaines UV et IR. L'allure générale de leurs courbes de lumière est également très semblable : l'amplitude des variations photométriques dans la bande visuelle est de l'ordre de 0.3 à 0.4 magnitude et les périodicités qui y sont détectées s'échelonnent entre 2 et 3.75 jours. Finalement, ces cinq étoiles occupent une région relativement étroite du diagramme H-R ($3680 \leq T_{eff} \leq 4950 \text{ K}$, $-0.15 \leq \log(L/L_\odot) \leq 0.42$, voir Fig. 3).

V410 Tauri

A ce jour, V410 Tauri est le rotateur le plus rapide de la classe des étoiles T Tauri : $v_{\text{ini}} = 73 \text{ km.s}^{-1}$ (Vogel et Kuhl 1981), $P_{\text{rot}} = 1.92$ jours (Rydgren et Vrba 1983). Son type spectral K4 ($T_{eff} = 4580 \text{ K}$) et sa luminosité bolométrique ($\log L/L_\odot = .42$) suggèrent un rayon stellaire : $R_* = 2.6R_\odot$. Associant ces résultats, on calcule que l'axe de rotation stellaire est incliné de 70° sur la ligne de visée. En outre, cet objet est l'un des rares membres de la classe à avoir été détecté dans le domaine radio (Bieging *et al.* 1984). Les variations importantes que présente l'intensité du flux radio de V410 Tauri à 23 GHz suggèrent que l'émission est d'origine non-thermique (Bertout 1984), interprétation qui corrobore l'hypothèse suivant laquelle des phénomènes magnétiques à la surface de l'étoile pourraient être à l'origine des variations lumineuses périodiques observées.

Trois courbes de lumière obtenues pour V410 Tauri, dans les bandes UBVRi en Décembre 1984 et en Janvier 1986, et BVRI en Décembre 1986, sont présentées dans les figures 4a, 4b et 4c, respectivement. Ces courbes de lumière présentent des formes et des amplitudes différentes reflétant les variations temporelles de la distribution de température à la surface de l'étoile. Les plateaux apparaissant dans les courbes de Décembre 1984 et

* Les périodicités existant dans les courbes de lumière de trois d'entre elles ont été mises en évidence pour la première fois par Rydgren et Vrba (1983) et Rydgren *et al.* (1984).

de Janvier 1986 sont dûs à la disparition totale, sur l'hémisphère caché de l'étoile, de taches de taille relativement modeste (facteur d'occupation de la surface stellaire $f \simeq 8\%$ et 9% , respectivement) alors que la tache présente en Décembre 1986, beaucoup plus étendue ($f \simeq 18\%$) et plus froide ($\Delta T = T_{eff} - T_s \simeq 1350$ K, à comparer avec $\Delta T \simeq 800$ K en Décembre 1984 et 1250 K en Janvier 1986), ne disparaît jamais complètement et donne lieu à des amplitudes de variation plus importantes. Aucune de ces courbes de lumière ne peut être reproduite par le modèle si l'on suppose que des taches plus chaudes que la photosphère occupent la surface stellaire.

FK2 et WK2

Ces deux objets constituent les contreparties optiques de sources X détectées par Feigelson et Kriss (1981) et Walter et Kuhl (1981) lors de l'inspection de la région de formation stellaire du Taureau dans le domaine X à l'aide du satellite *Einstein*. La très faible émission présente dans leur spectre à la longueur d'onde de la raie H_α ($EW(H_\alpha) = 2.2$ et 1.8 Å pour FK2 et WK2, respectivement) explique pourquoi ces étoiles ne figurent pas dans les catalogues recensant les membres de la classe T Tauri (Herbig et Rao 1962, Cohen et Kuhl 1979). Exceptée une légère différence entre leur période de rotation (3.75 jours pour FK2, 2.75 jours pour WK2), ces deux étoiles peuvent être considérées comme jumelles : similarité spectrale ($Sp = K7-M0$ pour les deux objets) mais aussi photométrique comme en témoignent leurs courbes de lumière (figures 5 et 6). Enfin, elles occupent une position quasiment identique dans le diagramme H-R ($M \simeq 0.7 M_\odot$).

Les courbes de lumière obtenues à différentes époques pour FK2 sont présentées dans les figures 5a et 5b. De nettes différences dans l'amplitude des variations et dans le niveau de luminosité maximum atteint par l'étoile apparaissent entre la courbe de lumière obtenue en Décembre 1984 (courbe A) et celle de Janvier 1986 (courbe B). Le plateau présent dans la courbe A ne correspond probablement pas à la disparition totale des taches sur l'hémisphère caché de l'étoile. En effet, l'étoile est plus brillante en 1986 qu'en 1984. Les solutions trouvées par l'application du modèle à la courbe A confirment cette attente : la tache qui occupe 5 à 17 % de la surface stellaire, est située à des latitudes telles qu'elle ne disparaît jamais totalement sur l'hémisphère caché de l'étoile. La faible inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée ($i = 36^\circ$) contribue à la grande incertitude affectant la température de la tache ($\Delta T = 535 \pm 275$ K). En effet, dans une telle géométrie, une

grande partie de la tache reste visible durant tout le cycle de rotation. Il est alors possible d'augmenter la taille de la tache parallèlement à sa température pour conserver les mêmes amplitudes de variation sans que la forme de la courbe de lumière en soit significativement affectée. Finalement, aucune solution de température plus élevée que celle de la photosphère environnante n'a été trouvée.

Les courbes de lumière obtenues en Décembre 1984 (Courbe A) et en Janvier 1986 (Courbe B) pour WK2 sont présentées dans les figures 6a et 6b. Contrairement au cas précédent, les deux courbes présentent des amplitudes de variation similaires et l'étoile semble atteindre le même niveau de luminosité maximum aux deux époques d'observation. Il se peut que le plateau présent dans la courbe B reflète alors l'éclat de la photosphère stellaire en l'absence complète de taches. L'application du modèle à cette courbe suggère que la tache est située au niveau de l'équateur de l'étoile ($\beta = -4 \pm 7^\circ$) et n'occupe pas plus de 9% de la surface stellaire totale. Si l'estimation de l'angle que fait l'axe de rotation avec la ligne de visée ($i = 61^\circ$) est correcte, on s'attend à ce que la tache disparaisse totalement sur l'hémisphère de l'étoile caché à l'observateur au cours du cycle de rotation. L'aspect quasi-sinusoïdal de la courbe A résulte au contraire de la présence d'une tache circumpolaire ($\beta = 74 \pm 3^\circ$) couvrant 13 à 17% de la surface stellaire. Dans les deux cas cependant, la température déduite pour les taches reste très similaire ($\Delta T \simeq 750$ K). Là encore, aucune solution faisant intervenir une tache "chaude" n'a été obtenue.

UX Tau A

UX Tau est une binaire visuelle dont les composantes, UX Tau A et UX Tau B séparées de 5", sont toutes deux des étoiles T Tauri figurant déjà dans le catalogue de Herbig et Rao (1962). UX Tau A possède un type spectral K2 et une faible émission dans la raie H_α ($EW(H_\alpha) = 3.9 \text{ \AA}$). Baier *et al.* (1985) ont montré par des méthodes d'interférométrie *speckle* que cette étoile ne pouvait elle-même posséder un compagnon de magnitude supérieure à 16 à plus de 13 U.A.

La courbe de lumière obtenue en Janvier 1986 est présentée dans la figure 7. La ressemblance qualitative existant entre cette courbe de lumière et celles d'étoiles T Tauri dont les variations lumineuses périodiques sont bien établies conduit à y déceler une périodicité de 2.7 jours. L'application du modèle à cette courbe est cependant malaisée : d'une part, le nombre de points obtenus lorsque la tache est visible est nettement insuffisant pour

apporter des contraintes sévères sur ses propriétés géométriques; d'autre part, il semble que la forme de la courbe de lumière ne soit pas exactement reproductible d'une période sur l'autre. Ce dernier point reflète peut-être des changements intervenus dans les propriétés des taches durant la période d'observation. Malheureusement la médiocre qualité de la courbe interdit d'introduire des degrés de liberté supplémentaires dans le modèle, contrairement à ce qui avait pu être fait dans le cas de DN Tauri (Appendice A). Le modèle fut donc appliqué sans modifications au prix d'un ajustement de moindre qualité à la courbe de lumière observée. Les meilleures solutions consistent en une tache "froide" ($\Delta T \simeq 700$ K) occupant environ 11% de la surface stellaire. Cette tache est située au niveau de l'équateur ($\beta = 0 \pm 5^\circ$) de telle manière qu'elle disparaît totalement de la ligne de visée au cours du cycle de rotation.

ROX 21

Lors d'inspections répétées de la région de formation stellaire du nuage de ρ Ophiuchi dans le domaine X, Montmerle *et al.* (1983) détectèrent près de 50 sources. Pour la plupart, les contreparties optiques de ces sources semblent être des étoiles de faible masse en cours de contraction gravitationnelle vers la séquence principale (Bouvier et Appenzeller, en préparation). ROX 21 (Rho Ophiuchus X-ray source n°21) est l'une de ces sources. Sa contrepartie optique, SR 12 (Struve et Rudkjøbing 1949) est une étoile T Tauri de type spectral avancé (M1). L'obtention d'un spectre de cette étoile à haute résolution a permis d'estimer sa vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée, $v \sin i = 21 \pm 6$ km.s⁻¹. Associée à la périodicité décelée dans sa courbe de lumière ($P_{rot} = 3.4$ jours), cette valeur conduit à un angle d'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée, $i = 34^\circ$. La courbe de lumière de cet objet a été obtenue au télescope Suisse de 70 cm à l'ESO, Chili, dans le système photométrique à 7 couleurs de l'Observatoire de Genève (Golay 1972). Seules les courbes de lumière mesurées dans les bandes B et V de ce système ont été retenues et sont présentées dans la figure 8. La dispersion des points de la courbe dans la bande B est attribuable aux incertitudes sur la mesure plutôt qu'à une variabilité intrinsèque. La périodicité de 3.4 jours semble se perpétuer sur plus de 2 semaines. La courbe de lumière est acceptablement reproduite par une tache plus froide que la photosphère environnante ($\Delta T \geq 620$ K), occupant environ 8% de la surface stellaire et située à de faibles latitudes ($\beta = 6 \pm 16^\circ$). Pour cette configuration géométrique la tache disparaît totalement au cours

du cycle de rotation comme l'indique le plateau présent dans la courbe de lumière.

Le spectre de cette étoile présente de larges bandes d'absorption moléculaire de TiO. D'éventuelles variations dans la profondeur de ces bandes au cours du cycle de rotation ont été recherchées en analysant des spectres à basse résolution obtenus sur 11 nuits consécutives et couvrant le domaine 5400–7700 Å. Seules des variations de l'intensité de la raie H_α ont pu être détectées ($EW(H_\alpha)$ passant de 2.1 à 4.7 Å). Ce résultat décevant peut trouver de multiples explications. En particulier, l'absence d'observations photométriques simultanées ne permet pas d'établir avec certitude l'existence d'une tache à la surface de l'étoile à l'époque des observations.

b) Les étoiles à fortes caractéristiques spectrales d'émission

Sous cette rubrique ont été regroupés les objets de l'échantillon les plus représentatifs de la classe T Tauri. Leur spectre présente toujours les raies de la série de Balmer et les raies H et K de CaII en émission. Il contient en outre, dans de nombreux cas, des raies d'émission du Sodium, du Fer et de l'Hélium pour ne citer que les plus communes. Ce sous-échantillon ne constitue pas un groupe homogène : l'intensité du spectre d'émission varie considérablement d'une étoile à l'autre ($EW(H_\alpha) = 6$ Å pour ROX 29, 54 Å pour DF Tauri); l'amplitude des variations photométriques dans la bande B passe de 0.1 magnitude (ROX 29) à plus d'une magnitude (DF Tauri); les périodicités détectées dans les courbes de lumière s'échelonnent entre 2.3 et 8.5 jours. Enfin, ces étoiles décrivent la plus grande partie de la région du diagramme H–R occupée par l'ensemble des étoiles T Tauri.

DN Tauri

La modélisation de la courbe de lumière obtenue en Décembre 1984 pour DN Tauri est décrite en détail dans l'appendice A. Une nouvelle courbe de lumière a été obtenue en Janvier 1986 (figure 9). La périodicité de 6 jours détectée lors des premières observations est toujours présente malgré des amplitudes de variation notablement plus faibles. De même qu'en 1984, seule une limite supérieure à la température de la tache responsable des variations lumineuses observées put être déterminée ($\Delta T \geq 300$ K à comparer avec $\Delta T \geq 700$ K en 1984). La fraction de la surface stellaire occupée par la tache est comparable à celle déduite de la courbe de lumière de 1984 ($f = 9 \pm 5\%$ et $10 \pm 7\%$, respectivement). Pourtant, à température égale, la tache de 1986 est moins étendue que celle de 1984 et,

à taille égale, elle est plus chaude. C'est pourquoi les amplitudes de variation sont plus faibles en 1986 qu'en 1984.

Nous rapportons, à l'époque des premières observations photométriques, les résultats d'une étude spectroscopique simultanée : l'intensité de certaines raies d'émission, en particulier les raies de Balmer, semblait augmenter à mesure que la luminosité de l'étoile diminuait. De nouvelles observations spectroscopiques quasi-simultanées ont été obtenues à l'Observatoire de Haute-Provence en Janvier 1986. L'anti-corrélation apparente entre l'intensité des raies de Balmer et l'éclat de l'étoile (figure 10) confirme les résultats obtenus en 1984 (de même l'intensité de l'émission mesurée dans la raie K de CaII ne semble toujours pas affectée par les variations lumineuses de l'objet). Ce comportement permet d'écarter l'interprétation des variations lumineuses de cet objet en terme d'une tache plus chaude que la photosphère environnante. Dans ce cas en effet, l'intensité du spectre d'émission devrait être étroitement corrélée avec la luminosité apparente de l'étoile.

ROX 29

ROX 29 est l'une des sources X détectées par Montmerle *et al.* (1983) dans le nuage sombre de ρ Ophiuchi. Sa contrepartie optique, SR 9 (Struve et Rudkjöbing 1949), est l'étoile T Tauri la plus brillante du nuage. Son spectre, de type K6, présente une émission modérée et variable dans la raie H_α ($EW(H_\alpha)=10$ à 26 \AA). La courbe de lumière de cet objet a été obtenue dans le système photométrique à 7 couleurs de l'Observatoire de Genève (Golay 1972). De même que dans le cas de ROX 21, seules les courbes de lumière dans les bandes B et V ont été retenues. Ces courbes sont présentées dans la figure 11. De faibles contraintes sont fournies par le modèle sur la température de la tache : $\Delta T \geq 150 \text{ K}$. Parallèlement, sa taille reste mal cernée : $f = 10 \pm 8\%$. Seule sa position à la surface de l'étoile converge dans un faible intervalle : $\beta = 65 \pm 5^\circ$. Ce résultat peut être attribué au fait que la forme de la courbe de lumière est mal définie : d'une part, l'échantillonnage est imparfait ; d'autre part, il se peut que la forme de la courbe ait changé d'une période sur l'autre.

SY Chameleon

Le spectre d'émission de cette étoile T Tauri ($Sp=M0$) semble présenter de fortes variations d'intensité : Appenzeller *et al.* (1983) rapportent une largeur équivalente dans

la raie H_α égale à 63.6 \AA alors que les observations que nous avons réalisées 3 ans plus tard indiquent une largeur équivalente variable entre 10 et 16 \AA . La courbe de lumière obtenue en Février 1984 est présentée dans la figure 12. La périodicité d'environ 6 jours détectée dès 1975 par Mauder et Sosna y est clairement visible. L'application du modèle à cette courbe de lumière présente plusieurs difficultés. D'une part, il n'existe aucune estimation de la vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée pour cette étoile. Il est donc nécessaire d'introduire l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée comme un paramètre libre du modèle. D'autre part, la courbe de lumière observée est asymétrique : alors que l'étoile met environ 4 jours pour passer de son éclat maximum à son éclat minimum, 2 jours semblent lui suffire pour retourner à son éclat maximum. Une semblable asymétrie est déjà présente dans les courbes de lumière obtenues par Mauder et Schultz (1977, fig.1) et par Kappelman et Mauder (1981, fig.1). Une telle courbe de lumière ne peut être reproduite par une tache unique. Le modèle fut donc modifié pour tenir compte de l'existence de 2 taches sur la surface stellaire. Certaines contraintes ont toutefois été imposées afin de réduire le plus possible le nombre de paramètres libres : les deux taches ont la même température et leur centre occupe la même latitude à la surface de l'étoile. Trois paramètres libres sont donc ajoutés au modèle "standard" : l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée, la taille de la seconde tache et l'écart en longitude existant entre les deux taches. On trouve ainsi que les taches occupent respectivement 9 et 4% de la surface stellaire. L'écart en longitude entre ces deux taches de même température ($\Delta T = 775 \pm 125 \text{ K}$) est de l'ordre de 130° . Finalement, l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée, compris entre 33 et 70° , conduit à une estimation de v_{ini} située entre 8 et 14 km.s^{-1} .

Une nouvelle courbe de lumière de cet objet fut obtenue en Janvier 1986 dans laquelle la période de 6 jours est toujours présente. Pourtant, considérant le nombre de paramètres libres et la qualité médiocre de la courbe observée, le modèle ne put lui être appliqué.

LH $_\alpha$ 332-20

LH $_\alpha$ 332-20 est une étoile T Tauri de type spectral K2 ($EW(H_\alpha) = 43.6 \text{ \AA}$, Appenzeller *et al.* 1983) située non loin de SY Chameleon. Une périodicité de 2.3 jours fut détectée dans la courbe lumière obtenue en Février 1984 (Figure 13a) et retrouvée dans celle de Janvier 1986 (Figures 13b et 13c). L'analyse de Fourier d'un spectre de cette étoile obtenu

à haute résolution a permis d'estimer sa vitesse de rotation, $v_{\text{ini}}=35\pm 5 \text{ km.s}^{-1}$. Associé à la période de rotation, ce résultat indique que l'axe de rotation fait un angle de 37° avec la ligne de visée. Seule une tache plus froide que la photosphère environnante ($\Delta T \geq 250 \text{ K}$) permet de reproduire convenablement les observations de 1984. Située à des latitudes intermédiaires ($\beta = 60 \pm 14^\circ$), elle occupe alors entre 2 et 12% de la surface stellaire. Par contre, la courbe de lumière de Janvier 1986 peut être reproduite aussi bien par une tache plus froide que la photosphère ($\Delta T \geq 600 \text{ K}$) que par une tache plus chaude ($T_s = 6430\text{--}7450 \text{ K}$). Dans le premier cas, la tache reste constamment visible durant le cycle de rotation ($f = 9 \pm 4\%$, $\beta = 74 \pm 2^\circ$), dans le second cas, elle disparaît totalement sur l'hémisphère caché de l'étoile ($f = 4 \pm 2\%$, $\beta = -16 \pm 4^\circ$). L'ambiguïté sur la température de la tache ne peut être levée. Il faut cependant remarquer que cette courbe est de bien moins bonne qualité que celle obtenue en 1984. Un moindre degré de confiance doit par conséquent être accordé aux résultats qui en découlent.

GW Ori

GW Ori est l'étoile la plus chaude de l'échantillon (Sp=G5). C'est aussi la plus lumineuse. Sa position très élevée dans le diagramme H-R suggère qu'elle est un précurseur des naines de type A ($M \simeq 3.5 M_\odot$). Il n'est donc pas étonnant qu'elle possède une vitesse de rotation estimée à $43 \pm 2.5 \text{ km.s}^{-1}$ sur la ligne de visée (Appendice B). Si la périodicité de 3.2 jours détectée dans sa courbe de lumière reflète bien la période de rotation stellaire*, une vitesse de rotation à l'équateur de 170 km.s^{-1} semble indiquée. L'axe de rotation est incliné de 15° sur la ligne de visée c'est-à-dire que l'étoile est observée presque dans la direction de ses pôles. Cela explique sans doute le fait que l'amplitude des variations photométriques soit minime. La courbe de lumière obtenue en 1984 est présentée dans la figure 14. La périodicité n'est clairement visible que dans la bande U alors que les variations sont à peine décelables dans la bande I. La courbe de lumière s'étend sur près de 2 semaines et un changement de phase semble s'être produit au tout début de la période d'observation. C'est pourquoi les trois premiers points de mesure n'ont pas été considérés lors de l'application du modèle. La présence d'une tache "froide" aussi bien que celle d'une

* La possibilité existe toujours que 2 taches semblables mais diamétralement opposées à la surface de l'étoile induisent une erreur d'un facteur 2 dans l'estimation de la période de rotation.

tache "chaude" permet de reproduire la courbe de lumière. Dans les deux cas les propriétés des taches sont relativement bien définies. En particulier, la tache de moindre température ($\Delta T = 410 \pm 200$ K, $f = 9 \pm 5\%$) doit être beaucoup plus étendue que la tache "chaude" ($T_s = 13110 \pm 225$ K, $f = 0.07\%$). En fait, aucune des deux solutions ne semble être en mesure de reproduire simultanément les amplitudes de variation à toutes les longueurs d'onde. Il se peut que nous soyons là en présence de la mosaïque de régions "froides" et "chaudes" que suggèrent Herbig et Soderblom* (1980).

DF Tauri

A bien des égards, DF Tauri est l'étoile la plus remarquable de l'échantillon. Tout d'abord par sa position très particulière dans le diagramme H-R : étoile de type spectral tardif (M0.5), elle se place à l'extrémité supérieure du trajet d'évolution correspondant aux étoiles de $0.8M_{\odot}$. D'après les isochrones donnés par Cohen et Kuhl (1979), cette position en fait l'une des étoiles T Tauri les plus jeunes découvertes à ce jour. DF Tauri est aussi l'étoile la plus active de l'échantillon comme en témoignent à la fois son spectre d'émission intense ($EW(H_{\alpha}) = 54 \text{ \AA}$) et les excès UV et IR présents dans sa distribution spectrale d'énergie. Sa courbe de lumière, obtenue en Décembre 1984, est présentée dans la figure 15. Alors que l'amplitude des variations photométriques n'atteint pas 0.3 magnitude dans la bande I, elle dépasse 2 magnitudes dans la bande U. Une période de l'ordre de 8.5 jours semble présente dans cette courbe de lumière malgré l'existence d'un point nettement discordant au jour 4. La courbe de lumière obtenue en 1982 par Rydgren *et al.* (1984) qui partage pourtant une ressemblance certaine avec celle présentée ici, ne révèle aucune périodicité.

Cette courbe de lumière ne peut être reproduite à l'aide d'une tache plus froide que la photosphère environnante : il est impossible de rendre compte simultanément des amplitudes de variation très différentes observées dans les bandes U à I. Une solution faisant intervenir une tache plus chaude que la photosphère non-perturbée fut alors recherchée. Le modèle permet de déduire très précisément les propriétés de la tache : $T_s = 9350 \pm 350$ K, $f = 0.2\%$, $\beta = 50 \pm 2^{\circ}$. Il ressort clairement de cette étude que seules des régions très chaudes situées à (ou près de) la surface de l'étoile sont capables de rendre compte de son

* GW Ori est d'ailleurs la seule étoile de l'échantillon à avoir été étudiée par Herbig et Soderblom.

comportement photométrique. Giampapa *et al.* (1981) arrivent à des conclusions qualitativement similaires à partir de l'analyse du spectre d'émission de cette étoile : en faisant l'hypothèse que la surface des étoiles T Tauri extrêmes est totalement recouverte par des régions actives, les auteurs estiment à environ 6% la fraction de la surface de DF Tauri occupée par de telles régions. La différence quantitative existant entre ces deux estimations ne porte pas à conséquence étant donnée l'approche adoptée par Giampapa *et al.* .

2.6 Discussion

a) Critique et limites du modèle

Les méthodes dites de "minimisation du χ^2 " sont d'un usage très répandu dès qu'il s'agit de reproduire des observations à l'aide de modèles théoriques contenant un certain nombre de paramètres libres. L'application de ces méthodes n'est correcte, *stricto sensu*, que dans le cas où les paramètres libres du modèle sont indépendants. Cette condition n'est pas vérifiée dans le modèle utilisé ici : la taille et la température de la tache en particulier sont intimement liées ; on peut, dans certaines limites imposées par la forme de la courbe de lumière, reproduire les mêmes amplitudes de variation par des taches de tailles différentes pourvu que leur température varie de façon correspondante (pour une tache "froide" : à taille plus grande, température plus élevée). La détermination des propriétés de la tache demande donc à ce que la forme de la courbe de lumière soit précisément connue. Cela nécessite, d'une part, un échantillonnage étroit des variations lumineuses et, d'autre part, des observations qui couvrent un laps de temps bien supérieur à la période de rotation stellaire. Il est facile de comprendre que ces deux conditions ne soient pas toujours réunies. C'est l'une des causes des incertitudes, parfois importantes, associées aux propriétés de la tache.

Une seconde source d'erreur provient de l'hypothèse de circularité de la tache. Pour certaines configurations géométriques, cette hypothèse conduit à surestimer la taille de la tache. C'est le cas lorsqu'une partie de la tache reste toujours visible (ou cachée) au cours du cycle de rotation. Cette fraction de la surface de la tache ne contribue alors en rien aux variations lumineuses. La même courbe de lumière pourrait donc être aussi bien reproduite à l'aide d'une tache non circulaire occupant une moindre fraction de la surface stellaire.

La possibilité d'un biais introduit par le modèle et orienté vers les hautes températures et les facteurs d'occupation élevés doit être gardée en mémoire dans la discussion qui suit.

b) Propriétés et nature des régions "froides"

La table 1 résume les propriétés des taches présentes à la surface des étoiles T Tauri. L'inspection de cette table appelle plusieurs remarques :

◇ Toutes les courbes de lumière, exceptée celle de DF Tauri, peuvent être interprétées en terme de l'existence de régions plus *froides* que la photosphère des étoiles T Tauri.

◇ La température de ces régions varie fortement d'une étoile à l'autre ($250 \leq \Delta T \leq 1265 \text{ K}$ i.e. $2900 \leq T_s \leq 5250 \text{ K}$).

◇ Les facteurs d'occupation des régions "froides" sont semblables d'une étoile à l'autre ($7 \leq f \leq 15\%$).

◇ La position de ces régions à la surface des étoiles semble totalement aléatoire : certaines occupent les régions polaires, d'autres la zone équatoriale. A la surface d'une même étoile, la position de la tache peut fortement varier d'une année sur l'autre.

◇ Aucune relation n'apparaît entre les propriétés des taches "froides" et les paramètres stellaires (type spectral, taux de rotation, position dans le diagramme H-R).

La table 1 contient suffisamment d'information sur les taches des étoiles T Tauri pour qu'il devienne possible de comparer statistiquement leurs propriétés avec celles des taches magnétiques situées à la surface d'autres étoiles actives. Poe et Eaton (1985) ont déterminé les propriétés des taches magnétiques occupant la surface de 8 systèmes RS CVn et celle de l'étoile BY Draconis. Tous ces objets sont des systèmes binaires de types spectraux tardifs ($G8 \leq Sp \leq M0$) et dont au moins l'une des composantes présente une activité magnétique de surface. Leurs résultats et ceux obtenus pour les étoiles T Tauri sont placés dans la figure 16 où la différence de température entre photosphère et tache est portée en fonction du taux d'occupation. Les barres d'erreur n'ont pas été dessinées pour ne pas nuire à la clarté de la figure. Lorsque plusieurs courbes de lumière du même objet ont été modélisées, les différents points qui en résultent dans la figure sont reliés par une droite. Tel est le cas de l'étoile BY Draconis : les propriétés des taches qui couvrent sa surface présentent de grandes variations au cours du temps. Incidemment, le très large domaine couvert par cette étoile dans la figure 16 reflète essentiellement celui où l'on trouve toutes les étoiles de cette classe : $\Delta T \geq 250 \text{ K}$, $5 \leq f \leq 20\%$ (Bopp et Espenak 1977).

Quels enseignements peut-on tirer de cette figure ? D'une part, le domaine de température décrit par les régions "froides" situées à la surface des étoiles T Tauri est le même que celui occupé par les taches magnétiques des RS CVn et des BY Dra. La différence de température existant entre la photosphère et la tache varie énormément à l'intérieur d'un même groupe d'étoiles. Cette différence semble pourtant rester systématiquement plus faible que la valeur solaire ($\Delta T_{\odot} = 1600$ à 2000 K). D'autre part, la fraction de la surface stellaire occupée par les taches magnétiques dans le cas des RS CVn et des BY Dra varie typiquement entre 5 et 17%. Cet intervalle inclut celui décrit par la taille des régions "froides" existant à la surface des étoiles T Tauri. La figure semble pourtant indiquer un taux d'occupation *moyen* plus élevé dans le cas des étoiles T Tauri (0.10) qu'il ne l'est pour les systèmes RS CVn (0.08). Toutefois, la différence est probablement non-significative considérant : 1°) que les propriétés des taches sont variables dans le temps, 2°) que la statistique sur laquelle s'appuie ce résultat est faible, 3°) que les barres d'erreur associées aux taux d'occupation sont typiquement de quelques parties pour cent. En outre, cette différence reste très faible comparée à celle qui sépare le taux d'occupation solaire des taux d'occupation de ces étoiles actives. Il semble donc que les propriétés des régions "froides" situées à la surface des étoiles T Tauri sont essentiellement identiques aux propriétés des taches magnétiques qui couvrent la photosphère des étoiles BY Dra et des systèmes RS CVn. Ce résultat constitue un argument décisif en faveur de l'identification des régions "froides" des étoiles T Tauri aux taches magnétiques présentes dans d'autres groupes d'étoiles actives. Par là même, ce résultat constitue un indice indirect de l'existence de champs magnétiques à la surface des étoiles T Tauri.

Le fait que les propriétés des taches magnétiques des étoiles T Tauri et des systèmes RS CVn soient très similaires peut sembler surprenant considérant les stades évolutifs très différents atteints par ces deux classes d'objets : les étoiles T Tauri sont en cours de contraction gravitationnelle vers la séquence principale alors que les systèmes RS CVn se dirigent vers la branche des géantes rouges. Cela semble indiquer que la source d'énergie qui alimente l'activité de surface de ces étoiles ne dépend pas directement de leur position dans le diagramme H-R. En particulier, les champs magnétiques présents à la surface des systèmes RS CVn ne peuvent être soupçonnés d'être des reliquats de champs magnétiques primordiaux. Il est en fait généralement accepté que les champs magnétiques existant à

la surface des étoiles RS CVn sont produits dans la zone convective de l'étoile par effet dynamo (e.g. Basri *et al.* 1985, 1986). De même, malgré le jeune âge des étoiles T Tauri, il ne semble pas que des champs magnétiques primordiaux soient à la source de l'activité de surface observée. En effet, un facteur important de dissipation des champs magnétiques provient des mouvements turbulents dont sont animées les enveloppes convectives. Le temps caractéristique de cette diffusion magnétique turbulente est donné par :

$$\tau_m = L^2/\nu_m$$

où L est une distance caractéristique des mouvements convectifs et ν_m la diffusivité magnétique turbulente. En supposant que la valeur de ν_m est la même dans les enveloppes convectives des étoiles T Tauri que dans la zone convective solaire (i.e. $\nu_m = (\nu_m)_\odot \simeq 5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, Belvédère 1985) et que la distance caractéristique des mouvements est de l'ordre du rayon stellaire pour des étoiles complètement convectives ($L = 2.5 R_\odot$), on trouve que τ_m est de l'ordre de $2 \cdot 10^2$ ans. Ainsi, les champs magnétiques primordiaux auraient déjà largement disparu lorsque l'étoile atteint la phase T Tauri. En outre, malgré leur statut évolutif très différent, les étoiles T Tauri et les systèmes RS CVn possèdent deux propriétés communes : d'une part, la présence de larges zones convectives sub-photosphériques et d'autre part, des vitesses de rotation très similaires. Or ces deux propriétés semblent conditionner l'efficacité de la production de champ magnétique par effet dynamo (e.g. Durney et Latour 1978). Dès lors, la similarité de l'activité de surface présentée par ces deux groupes d'étoiles semble devoir être attribuée à une source d'énergie unique que constitue l'effet dynamo.

c) Propriétés et nature des régions "chaudes"

Parmi les 11 étoiles T Tauri de l'échantillon, deux seulement semblent nécessiter le recours à l'hypothèse de la présence d'une région plus *chaude* que la photosphère : GW Ori et DF Tauri (le cas de LH $_{\alpha}$ 332-20, trop incertain, n'est pas considéré). La courbe de lumière de GW Ori peut être aussi bien interprétée en terme de taches "froides" ou "chaudes". La seconde hypothèse est retenue pour cette discussion. Dans le cas de DF Tauri cette ambiguïté n'existe pas : seule une région plus chaude que la photosphère permet de reproduire sa courbe de lumière. L'application du modèle permet de déduire des propriétés très précises pour ces régions chaudes. La température est du même ordre que

celles rencontrées dans la chromosphère solaire : $13 \cdot 10^3 \text{K}$ dans la cas de GW Ori, $9.3 \cdot 10^3 \text{K}$ pour DF Tauri. Contrairement aux taches magnétiques, ces régions n'occupent qu'une très faible fraction de la surface stellaire : $f(\text{GW Ori})=0.07\%$, $f(\text{DF Tau})=0.2\%$. Ces facteurs d'occupation sont du même ordre que celui des taches solaires photosphériques alors qu'au maximum du cycle d'activité, les plages solaires peuvent couvrir jusqu'à 20% de sa surface. L'examen des courbes de lumière, en particulier celle de GW Ori, révèle clairement la nature périodique du phénomène observé. Toute interprétation faisant intervenir des mécanismes transitoires peut donc être exclue (éruptions, variations rapides des conditions physiques dans l'enveloppe de gaz ionisé...). Une limite inférieure de l'ordre de la semaine paraît être indiquée pour la durée de vie de la région chaude.

Des observations photométriques répétées de DF Tauri ont été effectuées par Zajtseva et Lyutyi (1976). Ces auteurs interprètent les variations lumineuses observées en terme de phénomènes éruptifs s'étendant sur des échelles de temps de quelques jours : typiquement, l'accroissement de luminosité se produit en 24 heures puis l'étoile met jusqu'à 5 jours pour retourner à son niveau initial. Bien que ces échelles de temps soient similaires à celles présentes dans notre courbe de lumière, la forme quasi-sinusoidale de cette courbe ne privilégie pas une origine éruptive pour les variations lumineuses. Grinin (1980) s'appuie sur la photométrie obtenue par Zajtseva et Lyutyi pour déduire la température de la région d'émission. Il conclut que la région située à la surface de l'étoile possède une température de corps noir de 9000 K et que pour reproduire l'amplitude des variations lumineuses ($\Delta U=5\text{mag}$), elle doit occuper 10% de la surface stellaire. Giampapa *et al.* (1981) déduisent de l'étude des doublets de MgII et de CaII que des régions actives couvrent 6% de la surface de DF Tauri et plus de 4% de celle de GW Ori. La nature périodique des courbes de lumière observées, d'une part, et les propriétés déduites du modèle et par différents auteurs, d'autre part, incitent donc à identifier ces régions chaudes aux analogues stellaires des plages solaires. A nouveau, il semble possible d'assigner une origine magnétique aux régions de température élevée responsables des variations lumineuses. Dans ces deux étoiles, la présence de champs magnétiques serait donc trahie par ses effets perturbateurs au niveau chromosphérique. Or, dans la plupart des étoiles de l'échantillon, il semble que la présence de champs magnétiques soit plus fortement ressentie au niveau photosphérique. Cette différence ne semble pas résulter d'un chauffage atmosphérique plus

intense dans le cas de DF Tauri et de GW Ori. En effet, DF Tauri étant le rotateur le plus lent de l'échantillon, on ne s'attend pas à ce que l'effet dynamo y soit particulièrement efficace. Par contre DF Tauri et GW Ori se distinguent du reste de l'échantillon par leur position dans le diagramme H-R (Fig. 3). Les isochrones donnés par Cohen et Kuhi (1979) indiquent non seulement que ces étoiles sont les plus jeunes de l'échantillon mais qu'elles sont aussi parmi les plus jeunes de la classe. Cette propriété suggère la possibilité d'une influence accrue d'un milieu circumstellaire dense, reliquat du nuage primordial non encore dispersé, sur la structure atmosphérique de ces étoiles très jeunes. Ainsi, l'hypothèse d'une origine non-magnétique pour les régions chaudes mérite d'être considérée. Dans le Chapitre I, il fut rappelé que les observations, en particulier dans le domaine radio, et les modèles théoriques qui en rendent compte suggèrent la présence de disques d'accrétion autour des étoiles nouvellement formées. Or, dans le cas précis de DF Tauri et de GW Ori, deux arguments supplémentaires peuvent être fournis en faveur de la présence d'un disque d'accrétion : d'une part, Ulrich et Knapp (1979) rapportent la présence de profils de type P Cygni inverses dans les raies de NaD de ces 2 étoiles. Ces profils sont généralement attribués à des phénomènes d'accrétion sur l'étoile (Walker 1972). D'autre part, Bertout (1986) a pu reproduire la distribution d'énergie continue de DF Tauri en supposant qu'un disque d'accrétion est présent autour de cette étoile. L'excès IR est alors attribué au rayonnement des parties froides du disque ($T_{max}=2500$ K) alors que la région où l'accrétion se produit est responsable de l'excès UV observé. Si des processus d'accrétion sont effectivement à l'origine des régions chaudes déduites du modèle, les courbes de lumière apportent 2 contraintes : d'une part, le processus doit être régulier et continu (au moins sur des échelles de temps de l'ordre de la semaine) ; d'autre part, il est fortement anisotrope puisqu'une zone d'accrétion répartie uniformément dans le plan équatorial de l'étoile ne donnerait pas lieu à des variations lumineuses. Cette seconde contrainte apporte certaines difficultés dans le cadre de l'interprétation des taches chaudes en terme de phénomènes d'accrétion. L'inspection de la table 1 révèle en effet que les taches chaudes occupent une fraction très faible de la surface stellaire (quelques degrés d'extension angulaire) et qu'elles sont situées bien en dehors du plan équatorial de l'étoile contrairement à ce qui est attendu dans le cas où un disque d'accrétion résulte de la contraction non-isotrope du nuage initial.

Si les propriétés des taches chaudes présentes à la surface de certaines étoiles T Tauri

sont précisément déterminées par l'application du modèle, l'origine de ces taches reste donc incertaine. De nouvelles observations seront nécessaires pour déterminer dans quelle mesure l'apparition de régions chaudes est liée au stade évolutif des étoiles au sein de la classe T Tauri. En particulier, des observations spectroscopiques à haute résolution pourraient peut-être permettre de différencier les deux interprétations proposées ici par l'étude des profils de raies d'émission au cours de la phase photométrique. Il est en effet remarquable que les deux seules étoiles de l'échantillon qui nécessitent le recours à des régions de hautes températures pour rendre compte de leurs courbes de lumière soient également celles qui présentent les caractéristiques spectrales d'émission les plus intenses. Il est donc possible que les régions chaudes responsables des variations photométriques soient également à l'origine d'une partie du spectre d'émission.

d) La variabilité irrégulière des étoiles T Tauri

La campagne d'observations photométriques effectuée ces dernières années porte sur un total de 32 étoiles T Tauri. Si l'on excepte les 6 objets pour lesquels des variations lumineuses périodiques avaient été précédemment décelées et qui introduisent un biais de sélection dans l'échantillon, le taux de détections positives de périodicités photométriques s'élève à 27 % (7 courbes de lumière périodiques sur 26). Ainsi, moins du tiers des étoiles T Tauri de l'échantillon présentaient des variations lumineuses périodiques aux époques où furent réalisées les observations. Pourtant, les courbes de lumière de toutes ces étoiles, qu'elles soient périodiques ou non, présentent des propriétés fort semblables : 1) l'amplitude des variations lumineuses s'échelonne entre quelques centièmes et quelques dixièmes de magnitude dans la bande V, 2) ces variations sont toujours corrélées dans toutes les bandes photométriques (U à K), 3) l'amplitude des variations décroît systématiquement vers les longueurs d'onde élevées et 4) les échelles de temps caractéristiques de ces variations sont de l'ordre de quelques jours. Les similarités constatées entre ces différentes courbes de lumière obtenues sur une base de temps typiquement d'une dizaine de nuits suggèrent une cause commune aux variations lumineuses périodiques et non-périodiques d'amplitude modérée. Cette hypothèse est étayée par l'étude de deux cas précis : DF Tauri et BP Tauri. Alors qu'une périodicité de 8.5 jours est décelée dans la courbe de lumière de DF Tauri obtenue en Décembre 1984, aucune composante périodique n'apparaît dans celle obtenue par Rydgren *et al.* (1984) en 1982 sur 14 nuits. Inversement, Vrba *et al.* (1986)

rapportent l'existence d'une périodicité de 7.6 jours dans la courbe de lumière de BP Tauri alors que celle obtenue en Décembre 1984 pour cet objet ne révèle aucun comportement périodique sur une base de temps de 12 nuits. Les périodicités détectées à certaines époques dans les courbes de lumière de ces objets reflètent la stabilité de la distribution hétérogène de température de surface sur un temps supérieur à la période de rotation stellaire. Au contraire, l'absence du comportement périodique à d'autres époques implique un réarrangement de cette distribution de température durant le cycle de rotation. Ce réarrangement peut résulter soit de la migration des taches à la surface de l'étoile soit de leur résorption ou encore de l'émergence de nouvelles régions. Pour certaines étoiles, l'absence de périodicité photométrique peut également résulter d'un taux de rotation trop faible, le laps de temps sur lequel la courbe de lumière est obtenue étant alors inférieur à la période de rotation stellaire. Dans ce cas, les variations observées semblent devoir être imputées à la durée de vie limitée des taches.

L'émergence de nouvelles régions peut également être responsable des variations irrégulières de plus forte amplitude (quelques magnitudes) à plus long terme (quelques mois). Appenzeller et Dearborn (1984) ont en effet montré que l'émergence de flux magnétique à la surface stellaire entraînait une perturbation de la structure stellaire pouvant induire des variations de l'ordre de quelques magnitudes dans la bande V. En outre, des observations photométriques sur des échelles de temps de quelques mois ont été menées par Herbst *et al.* (1982, 1983) et Herbst et Stine (1984) sur un échantillon d'étoiles T Tauri. Le pas d'échantillonnage des courbes de lumière de ces étoiles (typiquement de l'ordre de la dizaine de jours) est trop important pour que des périodicités puissent être recherchées. L'intérêt principal de ces études réside dans la mesure simultanée de la courbe de lumière dans les bandes UBVRI et du flux stellaire à travers un filtre étroit centré sur la longueur d'onde de la raie H_{α} . Il ressort de cette étude que dans les étoiles T Tauri les plus actives, les variations lumineuses et celles mesurées dans la raie H_{α} semblent corrélées alors que pour les étoiles présentant un faible spectre d'émission, la largeur équivalente mesurée dans la raie H_{α} croît lorsque la luminosité stellaire diminue. Les auteurs interprètent ce résultat en supposant que les variations photométriques irrégulières des étoiles T Tauri les plus actives sont dominées par l'émergence de régions de hautes températures alors que celles des étoiles présentant de faibles caractéristiques spectrales d'émission résultent de la présence

de taches plus froides que la photosphère. Cette tendance semble également présente sur des échelles de temps plus courtes (de l'ordre de la période de rotation stellaire), puisque parmi les étoiles possédant des courbes de lumière périodiques, seules les plus actives semblent nécessiter le recours à l'hypothèse de régions plus chaudes que la photosphère.

3. Conclusion

Une cause unique semble pouvoir être attribuée aux variations photométriques d'amplitude modérée observées sur des échelles de temps de quelques jours dans les courbes de lumière des étoiles T Tauri. Les résultats obtenus à partir de l'étude systématique du comportement photométrique d'un échantillon d'étoiles représentatif de la classe T Tauri indiquent que la source des variations lumineuses se situe à (ou près de) la surface stellaire. Deux échelles de temps entrent en compétition : d'une part, la période de rotation stellaire, d'autre part, la durée de vie des régions responsables de la variabilité photométrique. Les valeurs relatives de ces deux échelles de temps, apparemment similaires, conditionnent l'apparition de périodicités dans les courbes de lumière observées. La modélisation des courbes de lumière périodiques a permis de déduire les propriétés de la distribution hétérogène de température régnant à la surface des étoiles T Tauri. Pour la plupart des étoiles de l'échantillon, des régions plus froides que la photosphère semblent être à la source des variations photométriques. La comparaison des propriétés de ces régions avec celles des taches magnétiques présentes à la surface d'autres étoiles actives laisse peu de doute quant à leur origine : de même que les taches solaires, les régions froides existant à la surface des étoiles T Tauri trahissent la présence de champs magnétiques photosphériques intenses. Dans quelques cas, la variabilité photométrique observée semble au contraire résulter de la présence de régions plus chaudes que la photosphère. Par analogie avec l'activité magnétique de surface que manifeste le Soleil et dans le souci d'attribuer une origine unique à la distribution de température hétérogène régnant à la surface des étoiles T Tauri, il est tentant d'identifier ces régions chaudes à des analogues stellaires des plages solaires. Pourtant, il est probablement trop tôt pour que des conclusions définitives puissent être tirées quant à l'origine de ces régions chaudes. Si un chauffage non-radiatif intense résultant de la présence de forts champs magnétiques est susceptible de produire de telles régions d'émission, des processus d'accrétion sont également envisageables. Les

observations à venir devront s'attacher à apporter des contraintes permettant de choisir entre ces deux hypothèses.

Quelque soit l'origine de ces régions chaudes, les résultats obtenus dans cette étude ne laissent pas de doute quant à la nature magnétique de l'activité de surface manifestée par la plupart des étoiles de l'échantillon. Les champs magnétiques photosphériques responsables du comportement photométrique observé sont produits par effet dynamo au sein de l'étoile et sont également susceptibles de jouer un rôle clé dans le chauffage de l'atmosphère des étoiles T Tauri. En effet, dans le cas du Soleil, le champ magnétique qui perce à travers la photosphère semble conditionner à la fois la structure et le chauffage de l'atmosphère. Dans le chapitre suivant nous étudions dans quelle mesure des processus physiques qualitativement similaires à ceux qui sont en œuvre dans l'atmosphère solaire permettent de rendre compte de l'activité intense manifestée par les étoiles T Tauri.

Références

- Appenzeller I., Dearborn D.S.P. : 1984, *Astrophys. J.*, **278**, 689
- Appenzeller I., Jankovics I., Krautter J. : 1983, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, **53**, 291
- Babcock H.W. : 1958, *Astrophys. J. Supp. Series*, **3**, 141
- Baier G., Bastian U., Keller E., Mundt R., Weigelt G. : 1985, *Astron. Astrophys.*, **153**, 278
- Baliunas S.L., Vaughan A.H., Hartmann L.W., Middelkoop F., Mihalas D., Noyes R.W., Preston G.W., Frazer J., Lanning H : 1983, *Astrophys. J.*, **275**, 752
- Basri G., Laurent R., Walter F.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **298**, 761
- Bellingham J.G., Rossano G.S. : 1980, *Astron. J.*, **85**, 555
- Belvedere G. : 1985, *Solar Physics*, **100**, 363
- Bertout C. : 1984, *Rep. Progr. Phys.*, **47**, 111
- Bertout C. : 1986, Proc. of CNRS Workshop *Anisotropic Mass-loss and Accretion Phenomena in Stellar Systems*, La Palma, Novembre 1985, sous presse
- Bessel M.S. : 1979, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **91**, 589
- Bevington P.R. : 1969, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, New York : Mac Graw-Hill
- Biegging J.H., Cohen M., Schwartz P.R. : 1984, *Astrophys. J.*, **282**, 699
- Bodenheimer P. : 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 451
- Bopp B.W., Espenak F. : 1977, *Astron. J.*, **82**, 916
- Bopp B.W., Evans D.S. : 1973, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **164**, 343
- Boulliau I. : 1667, *Ad Astronomos Monita Duo*, Paris
- Bouvier J., Bertout C., Bouchet P. : 1986, *Astron. Astrophys.*, **158**, 149 (Appendice A)
- Bouvier J., Bertout C., Benz W., Mayor M. : 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 110 (Appendice B)
- Brown D.N., Landstreet T.D. : 1981, *Astrophys. J.*, **246**, 899
- Bruns H. : 1882, *Monatsber. d. Preuss. Akad. d. Wiss. für 1881*, p:48
- Budding E. : 1976, *Astrophys. and Space Science*, **48**, 207
- Carbon D.F., Gingerich O. : 1969, *Theory and Observation of Normal Stellar Atmospheres*, ed. O. Gingerich (Cambridge : MIT Press), Part V
- Cassini J. : 1740, *Eléments d'Astronomie*, Paris, liv.1, p:67-68

- Chapman G.A. : 1981, *Solar Active Regions*, ed.F.Q. Orall, p:43
- Cohen M., Kuhi L.V. : 1979, *Astrophys. J. Supp. Series*, **41**, 743
- Cowling T.G. : 1941, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **101**, 367
- Cox J.P. : 1980, *Theory of Stellar Pulsations*, Princeton University Press, p:10 et 284
- Durney B.R., Latour J. : 1978, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **9**, 241
- Eaton J.A., Hall D.S. : 1979, *Astrophys. J.*, **227**, 907
- Eddington A.S. : 1926, *The Internal Constitution of the Stars*, Cambridge : Cambridge University Press, p:192
- Feigelson E.D., Kriss G.A. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **248**, L35
- Giampapa M.S., Calvet N., Imhoff C.L., Kuhi L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **251**, 113
- Golay M. : 1972, *Vistas in Astron.*, **14**, 13
- Grinin V.P. : 1980, *Astrophysika*, **16**, 147
- Hall D.S. : 1976, *Multiple Periodic-Variable Stars*, IAU Coll. n°29, Part I, ed. W.S. Fitch (Dordrecht:Reidel), p:287
- Harting J. : 1889, Diss. München
- Herbig G.H. : 1957, *Astrophys. J.*, **125**, 612
- Herbig G.H. : 1962, *Advance in Astron. Astrophys.*, **1**, 47
- Herbig G.H. : 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 747
- Herbig G.H., Rao N.K. : 1962, *Astrophys. J.*, **174**, 401
- Herbig G.H., Soderblom D.R. : 1980, **242**, 628
- Herbst W., Holtzman J.A., Phelps B.E. : 1982, *Astron. J.*, **87**, 1710
- Herbst W., Holtzman J.A., Klasky R.S. : 1983, *Astron. J.*, **88**, 1648
- Herbst W., Stine P.C. : 1984, *Astron. J.*, **89**, 1716
- Hoffmeister C. : 1965, *Veröff. Stern. Sonneberg*, **6**, 97
- Iben I. : 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 993
- Kappelman N., Mauder H. : 1981, *ESO Messenger*, **23**, 18
- Kopal Z. : 1982, *Astrophys. Spac. Sc.*, **87**, 149
- Kuan P. : 1976, *Astrophys. J.*, **210**, 129
- Linsky J.L. : 1985, *Solar Physics*, **100**, 333
- Marcy G.W. : 1984, *Astrophys. J.*, **276**, 286

- Marstad N., Linsky J.L., Simon T., Rodono M., Blanco C., Catalano S., Marilli E., Andrews A.D., Butler C.J., Byrne P.B. : 1982, *Advances in UV Astronomy: Four Years of IUE Research*, ed. Y. Kondo, J.M. Mead, R.D. Chapman, p:554
- Mauder H., Schultz E. : 1977, *Mitt. Astron. Gesell. Hamburg*, **43**, 181
- Mauder H, Sosna F. : 1975, *Inf. Bull. Var. Stars*, **1049**
- Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 182
- Mundt R., Walter F.M., Feigelson E.D., Finkenzeller U., Herbig G.H., Odell A.P. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 229
- Nisenson P., Karovska M., Stachnik R., Noyes R. : 1985, *Bull. Astron. Am. Soc.*, **17**, 556
- Poe C.H., Eaton J.A. : 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 644
- Ramsey L.W., Nations H.L. : 1980, *Astrophys. J. Letters*, **239**, L121
- Robinson R.D. : 1980, *Astrophys. J.*, **239**, 961
- Russel H.N. : 1906, *Astrophys. J.*, **24**, 1
- Rydgren A.E., Vrba F.J. : 1983, *Astrophys. J.*, **267**, 191
- Rydgren A.E., Zak D.S., Vrba F.J., Chugainov P.F., Zajtseva G.W. : 1984, *Astron. J.*, **89**, 1015
- Saar S.H. : 1986, *Astrophys. J.*, **299**, 147
- Saar S.H., Linsky J.L. : 1987, *preprint*
- Schwartz P.R., Simon T., Zuckerman B., Howell R. : 1984, *Astrophys. J. Letters*, **280**, L23
- Seeliger H. von : 1889, *Himmel und Erde*, **1**, 332
- Stauffer J.R., Hartmann L.W., Soderblom D.R., Burnham J.N. : 1984, *Astrophys. J.*, **280**, 202
- Struve O., Rudkjøbing M. : 1949, *Astrophys. J.*, **109**, 92
- Taam R. : 1977, cité par Cohen M. et Kuhl L.V., 1979
- Torres C.A.O., Ferraz-Mello S. : 1973, *Astron. Astrophys.*, **27**, 231
- Ulrich R.K., Knapp G.R. : 1979, *Astrophys. J. Letters*, **230**, L99
- Van Leeuwen F., Alphenaar P. : 1982, *ESO Messenger*, **28**, 15
- Vaughan A.H., Preston G.W., Wilson O.C. : 1978, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **90**, 267

- Vaughan A.H., Baliunas S.L., Middelkoop F., Hartmann L.W., Mihalas D., Noyes R.W.,
Preston G.W. : 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 276
- Vogel S.N., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 960
- Vogt S.S. : 1981, *Astrophys. J.*, **247**, 975
- Vrba F.J., Rydgren A.E., Chugainov P.F., Shakhovskaya N.I. : 1986, *Astrophys. J.*, **306**,
199
- Walker M.F. : 1972, *Astrophys. J.*, **175**, 89
- Walter F.M. : 1986, *Astrophys. J.*, **306**, 573
- Walter F.M., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 254
- Wenzel W. : 1956, *Mitt. Veränderl. Stern. Sonneberg*, n°219
- Worden S.P., Schneeberger T.J., Kuhn J.R., Africano J.L. : 1981, *Astrophys. J.*, **244**, 520
- Zajtseva G.V., Lyutyi V.M. : 1976, *Perem. Zv.*, **20**, 255
- Zöllner J.K.F. : 1865, *Photometrische Studien mit besonderer Rücksicht auf die physische
Beschaffenheit der Himmelskörper*, Leipzig, p:256

Table 1
Propriétés des taches occupant la surface des étoiles T Tauri.

Nom	Date	ΔT ($^{\circ}\text{K}$)	f (%)	β ($^{\circ}$)	i ($^{\circ}$)	$P_{rot}(j)$
V410 Tau	Dec 1984	780 ± 100	8 ± 1	-4 ± 2	70 ± 20	1.88
	Jan 1986	1265 ± 145	9 ± 2	50 ± 7		
	Dec 1986	1330 ± 250	18 ± 2	62 ± 1		
FK 2	Dec 1984	535 ± 275	11 ± 6	30 ± 11	36 ± 10	3.75
	Jan 1986	1060 ± 100	10 ± 2	65 ± 4		
WK 2	Dec 1984	700 ± 175	15 ± 2	74 ± 3	61 ± 11	2.75
	Jan 1986	815 ± 195	7 ± 2	-4 ± 7		
UX Tau A	Jan 1986	725 ± 175	11 ± 3	0 ± 5	50 ± 6	2.7
ROX 21	Mai 1984	≥ 620	8 ± 3	6 ± 16	34 ± 12	3.4
DN Tau	Dec 1984	≥ 700	10 ± 7	48 ± 33	20 ± 5	6.0
	Jan 1986	≥ 300	9 ± 5	38 ± 22		
ROX 29	Mai 1984	≥ 150	10 ± 8	65 ± 5	34 ± 4	6.4
SY Cha	Fev 1984	775 ± 125	13 ± 4^a	46 ± 14	52 ± 19^b	6.1
LH $_{\alpha}$ 332-20	Fev 1984	≥ 250	7 ± 5	60 ± 14	37 ± 6	2.3
	Jan 1986	≥ 600 -1990 ± 510	9 ± 4 4 ± 2	74 ± 2 -16 ± 4		
GW Ori	Fev 1984	410 ± 200	9 ± 5	36 ± 16	15 ± 1	3.25
		-7450 ± 225	0.07	34		
DF Tau	Dec 1984	-5550 ± 350	$0.2 \pm .07$	50 ± 2	43 ± 30	8.5

^a : Surface totale occupée par les deux taches.

^b : Déduit du modèle.

Figures :

Figure 1. Courbes de lumière périodiques de quelques étoiles T Tauri. La magnitude visuelle est portée en fonction d'une date arbitraire exprimée en jours. Les ajustements (courbes continues) résultent de l'application du modèle décrit dans le texte (§2.4).

Figure 2. Modèle de tache. La courbe de lumière synthétique représentée pour les bandes photométriques U et I résulte de la présence d'une tache occupant environ 5% de la surface stellaire, de température inférieure à celle de la photosphère ($\Delta T = 700$ K) et située à 40° de latitude.

Figure 3. Position dans un diagramme H-R des étoiles T Tauri présentant des courbes de lumière périodiques. Les trajets d'évolution convectif-radiatifs pour différentes masses proviennent de Iben (1965), Taam (1977) et Bodenheimer (1965). La séquence principale se trouve approximativement à l'extrémité de ces trajets d'évolution. La taille des cercles est proportionnelle à la valeur de la période de rotation stellaire.

Figure 4a. Courbe de lumière de V410 Tauri obtenue en Décembre 1984 dans les bandes UBVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 780$ K, $f = 8\%$, $\beta = -5^\circ$

Figure 4b. Courbe de lumière de V410 Tauri obtenue en Janvier 1986 dans les bandes UBVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 1315$ K, $f = 8\%$, $\beta = 44^\circ$

Figure 4c. Courbe de lumière de V410 Tauri obtenue en Décembre 1986 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 1425$ K, $f = 17\%$, $\beta = 63^\circ$

Figure 5a. Courbe de lumière de FK2 obtenue en Décembre 1984 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 660$ K, $f = 6\%$, $\beta = 40^\circ$

Figure 5b. Courbe de lumière de FK2 obtenue en Janvier 1986 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 1060$ K, $f = 11\%$, $\beta = 68^\circ$

Figure 6a. Courbe de lumière de WK2 obtenue en Décembre 1984 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 680$ K, $f = 17\%$, $\beta = 76^\circ$

Figure 6b. Courbe de lumière de WK2 obtenue en Janvier 1986 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 870$ K, $f = 8\%$, $\beta = -9^\circ$

Figure 7. Courbe de lumière de UX Tau A obtenue en Janvier 1986 dans les bandes UBVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 750$ K, $f = 10\%$, $\beta = 0^\circ$

Figure 8. Courbe de lumière de ROX 21 obtenue en Mai 1984 dans les bandes B et V.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T \equiv 0$ K, $f = 8\%$, $\beta = 4''$

Figure 9. Courbe de lumière de DN Tauri obtenue en Janvier 1986 dans les bandes BVRI.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T \equiv 0$ K, $f = 4\%$, $\beta = 59''$

Figure 10. Variation de l'intensité des raies de Balmer H_δ et H_γ et du doublet H et K de CaII en fonction de la phase photométrique de l'étoile DN Tauri. La largeur équivalente de chaque raie est portée sur une échelle arbitraire en fonction de la magnitude observée dans la bande B.

Figure 11. Courbe de lumière de ROX 29 obtenue en Mai 1984 dans les bandes B et V.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T \equiv 0$ K, $f = 3\%$, $\beta = 69''$

Figure 12. Courbe de lumière de SY Chameleon obtenue en Février 1984 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $(\Delta T)_1 = (\Delta T)_2 = 870$ K, $f_1 = 6\%$, $f_2 = 3\%$, $\beta_1 = \beta_2 = 48''$, séparation angulaire des deux taches $\Delta\Phi = 132''$

Figure 13a. Courbe de lumière de LH $_{\alpha}$ 332-20 obtenue en Février 1984 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T \equiv 0$ K, $f = 3\%$, $\beta = 68''$

Figure 13b. Courbe de lumière de LH $_{\alpha}$ 332-20 obtenue en Janvier 1986 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 1120$ K, $f = 9\%$, $\beta = 76''$

Figure 13c. Courbe de lumière de LH $_{\alpha}$ 332-20 obtenue en Janvier 1986 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = -1710$ K, $f = 4\%$, $\beta = -12''$

Figure 14a. Courbe de lumière de GW Ori obtenue en Février 1984 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = 330$ K, $f = 8\%$, $\beta = 50''$

Figure 14b. Courbe de lumière de GW Ori obtenue en Février 1984 dans les bandes UBVRl.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = -7340$ K, $f = 0.07\%$, $\beta = 34''$

Figure 15. Courbe de lumière de DF Tauri obtenue en Décembre 1984 dans les bandes UBVRl. La magnitude observée dans la bande U a été décalée de +2 mag dans la figure pour en faciliter la lecture.
Solution proposée (courbe continue) : $\Delta T = -5220$ K, $f = 0.27\%$, $\beta = 48''$

Figure 16. Comparaison des propriétés déduites pour les taches "froides" occupant la surface des étoiles T Tauri avec celles des taches magnétiques présentes à la surface des étoiles BY Dra et des systèmes RS CVn. La différence de température existant entre photosphère et tache est portée en fonction du taux d'occupation de la surface stellaire par les taches. Les résultats obtenus à différentes époques pour un même objet sont reliés par une droite.

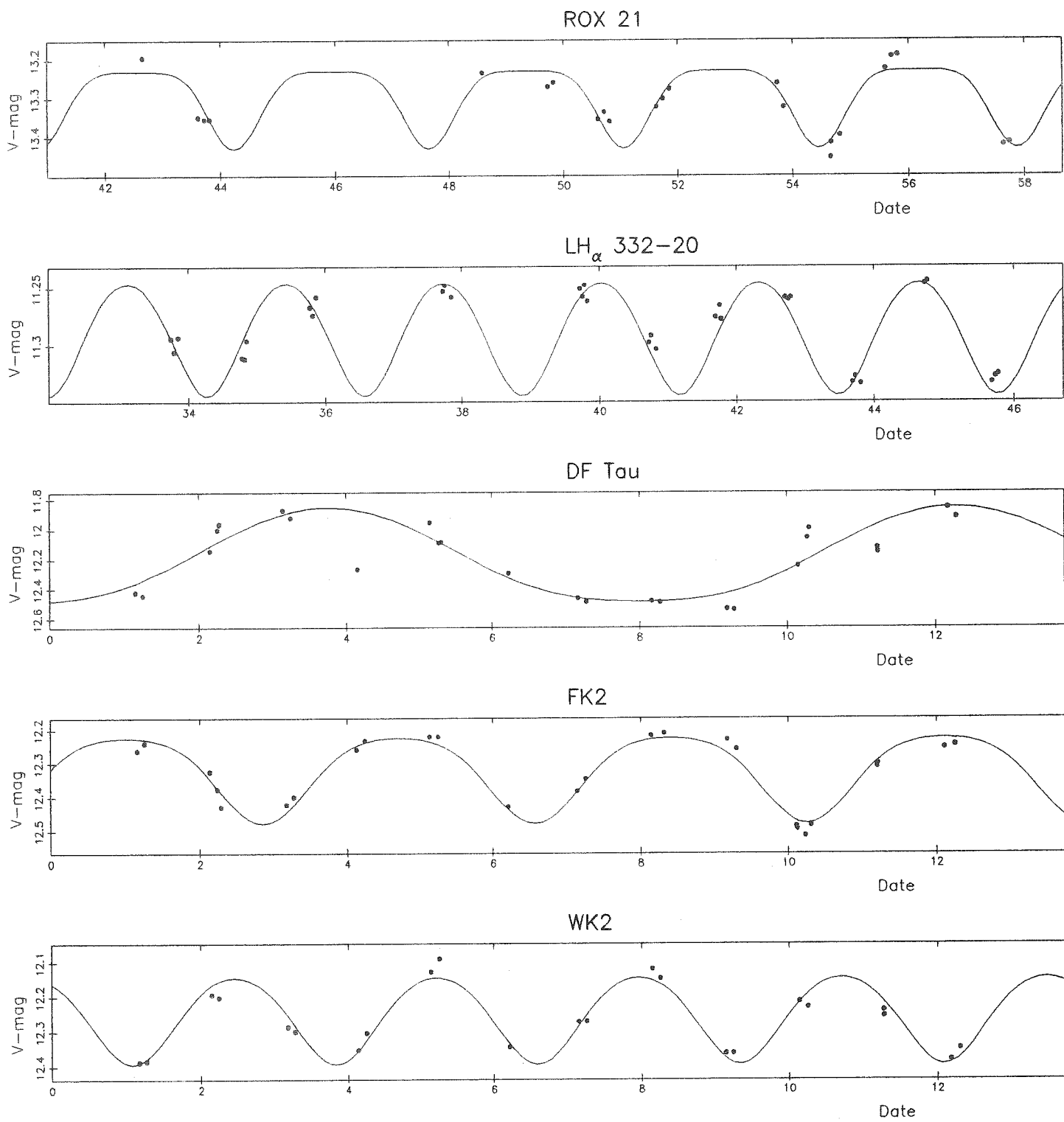


Fig.1

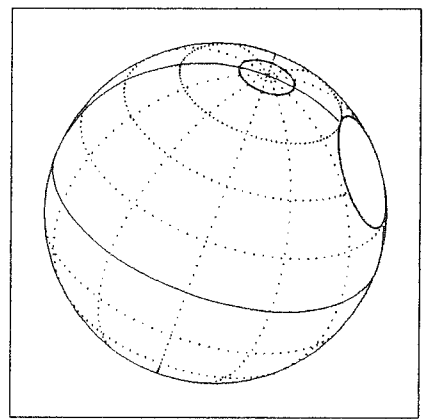
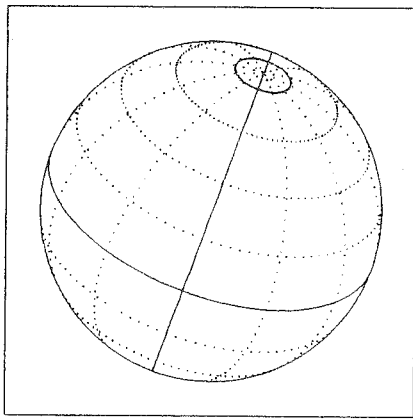
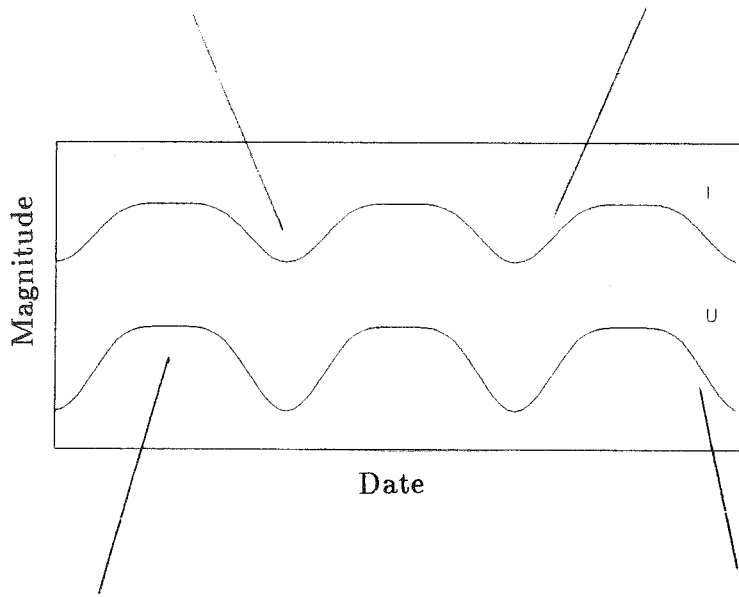
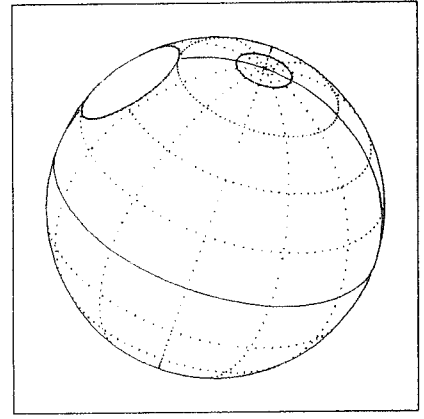
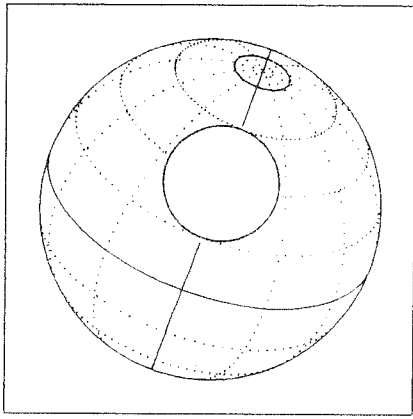


Fig.2

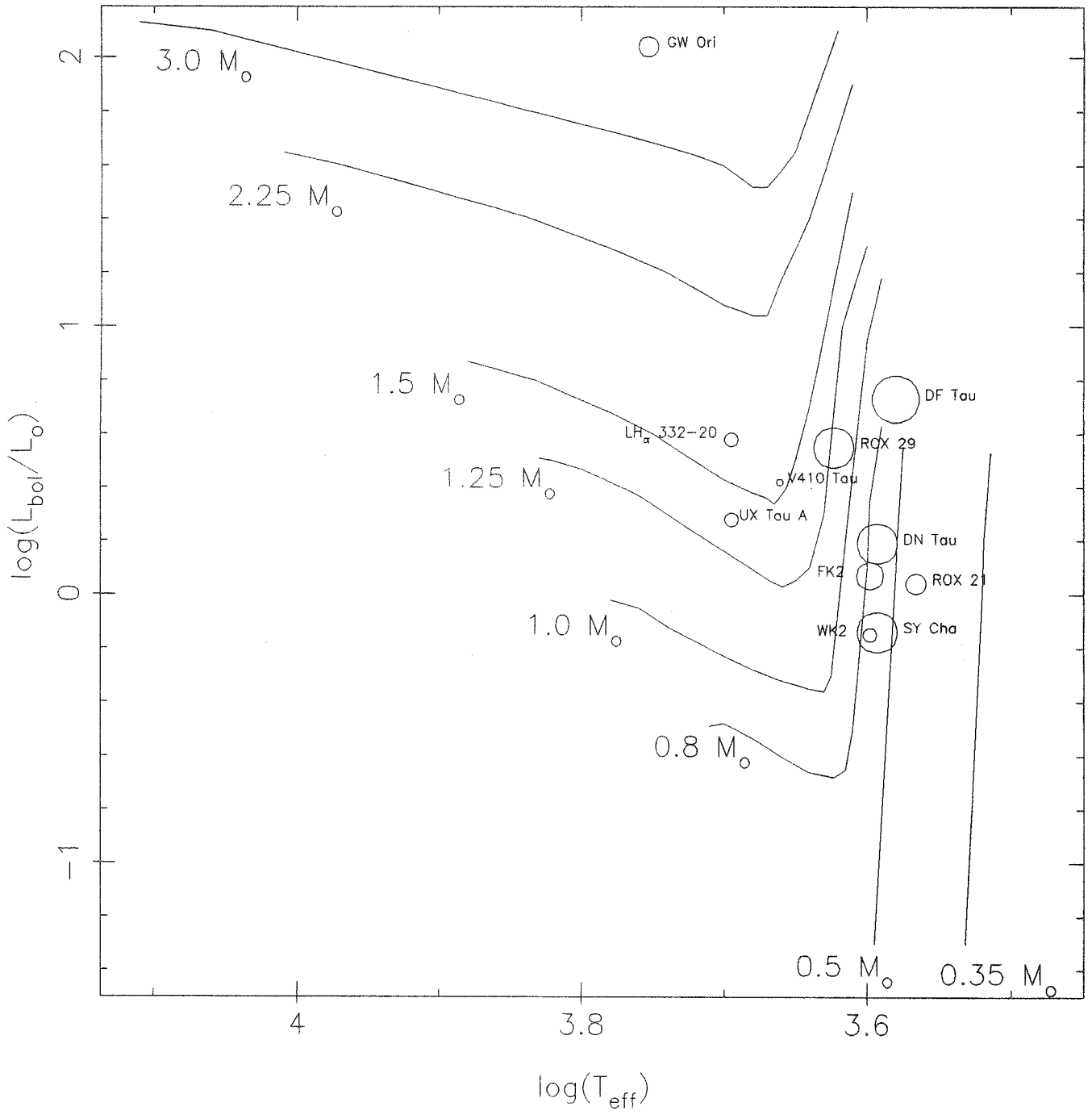


Fig.3

V410 Tauri : Decembre 1984 ($P_{rot}=1.88$ j)

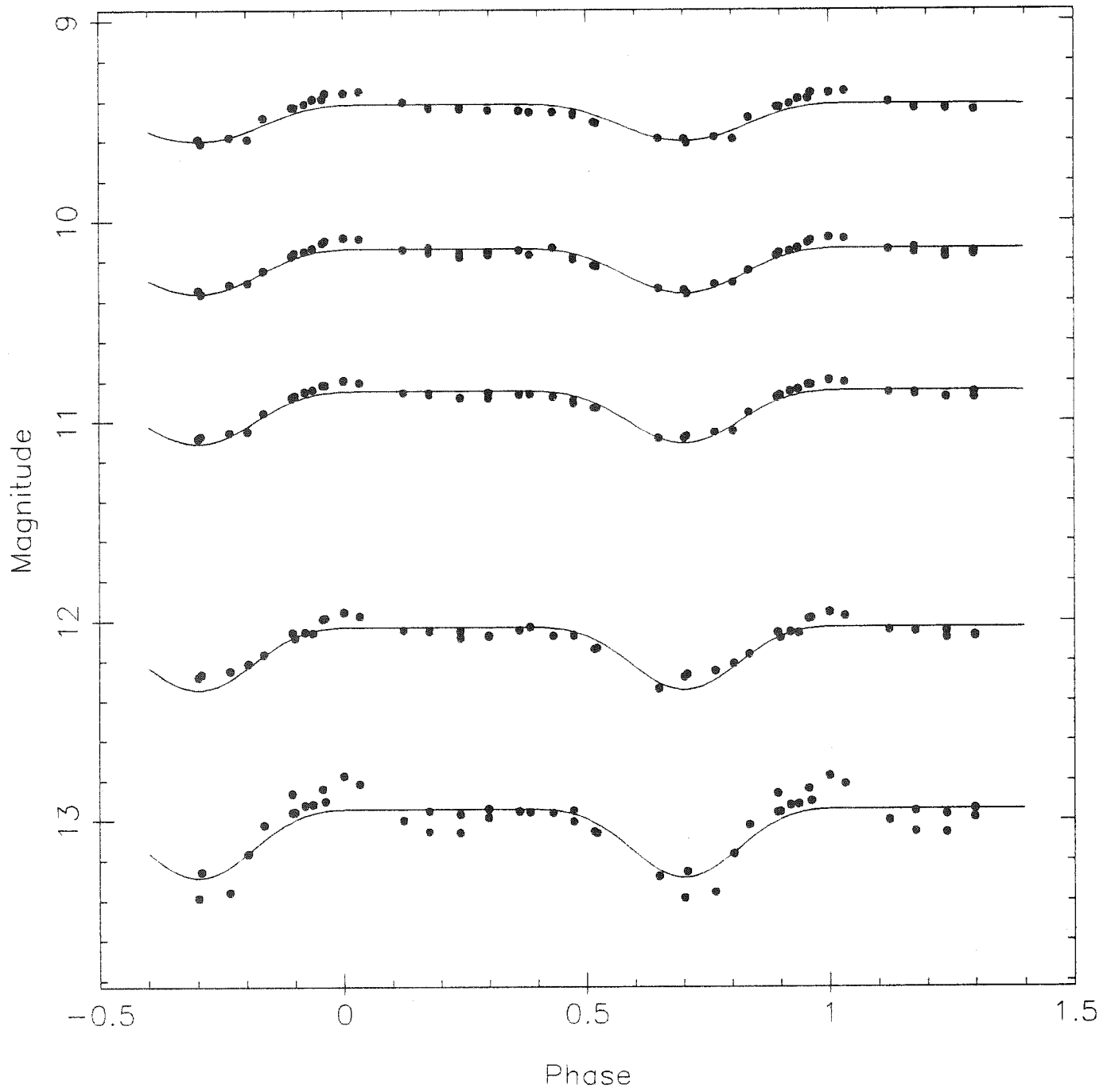


Figure 4a

V410 Tauri : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=1.88 \text{ j}$)

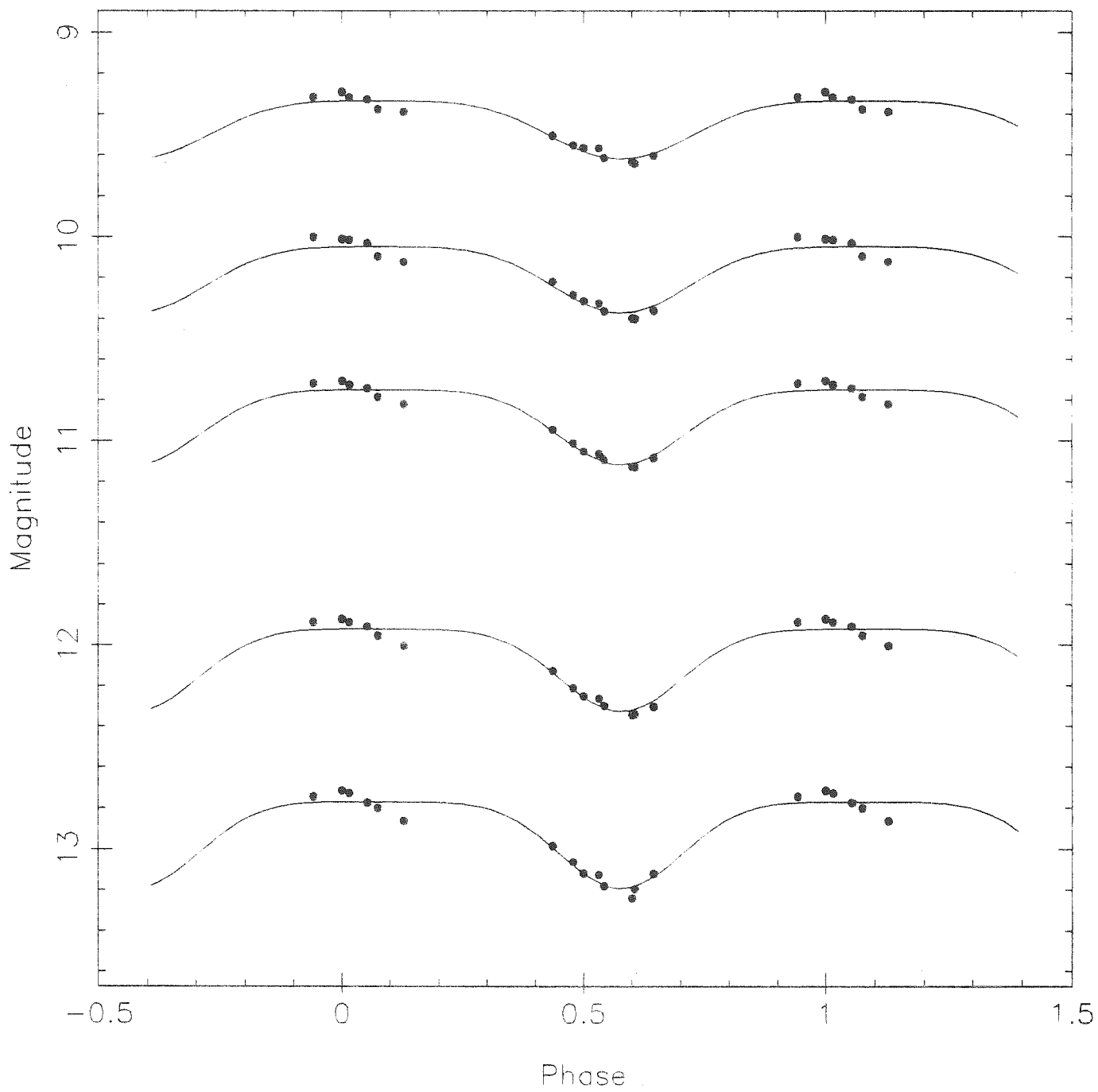


Figure 4b

V410 Tauri : Decembre 1986 ($P_{\text{rot}}=1.88 \text{ j}$)

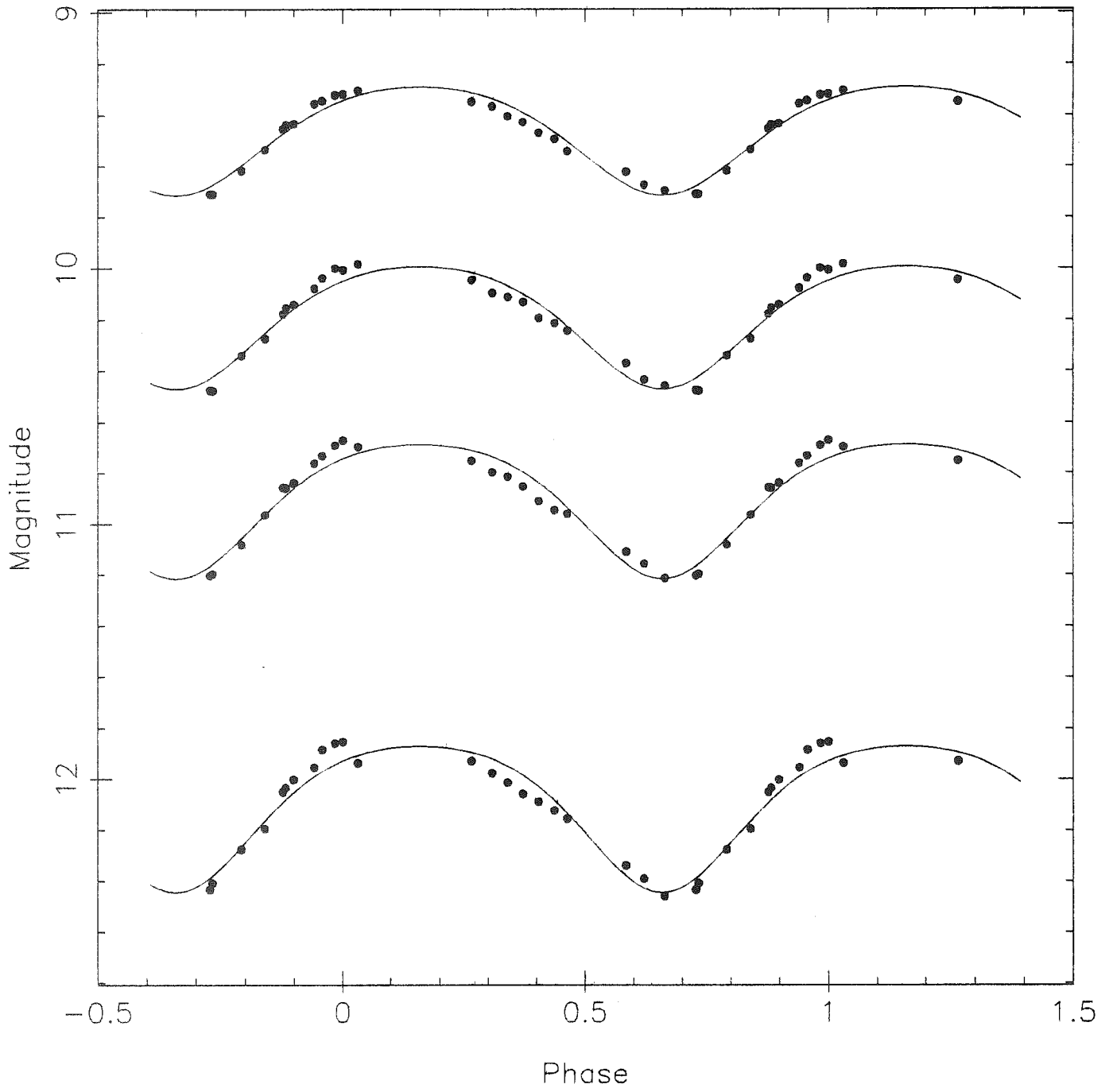


Figure 4c

FK 2 : Decembre 1984 ($P_{\text{rot}}=3.75 \text{ j}$)

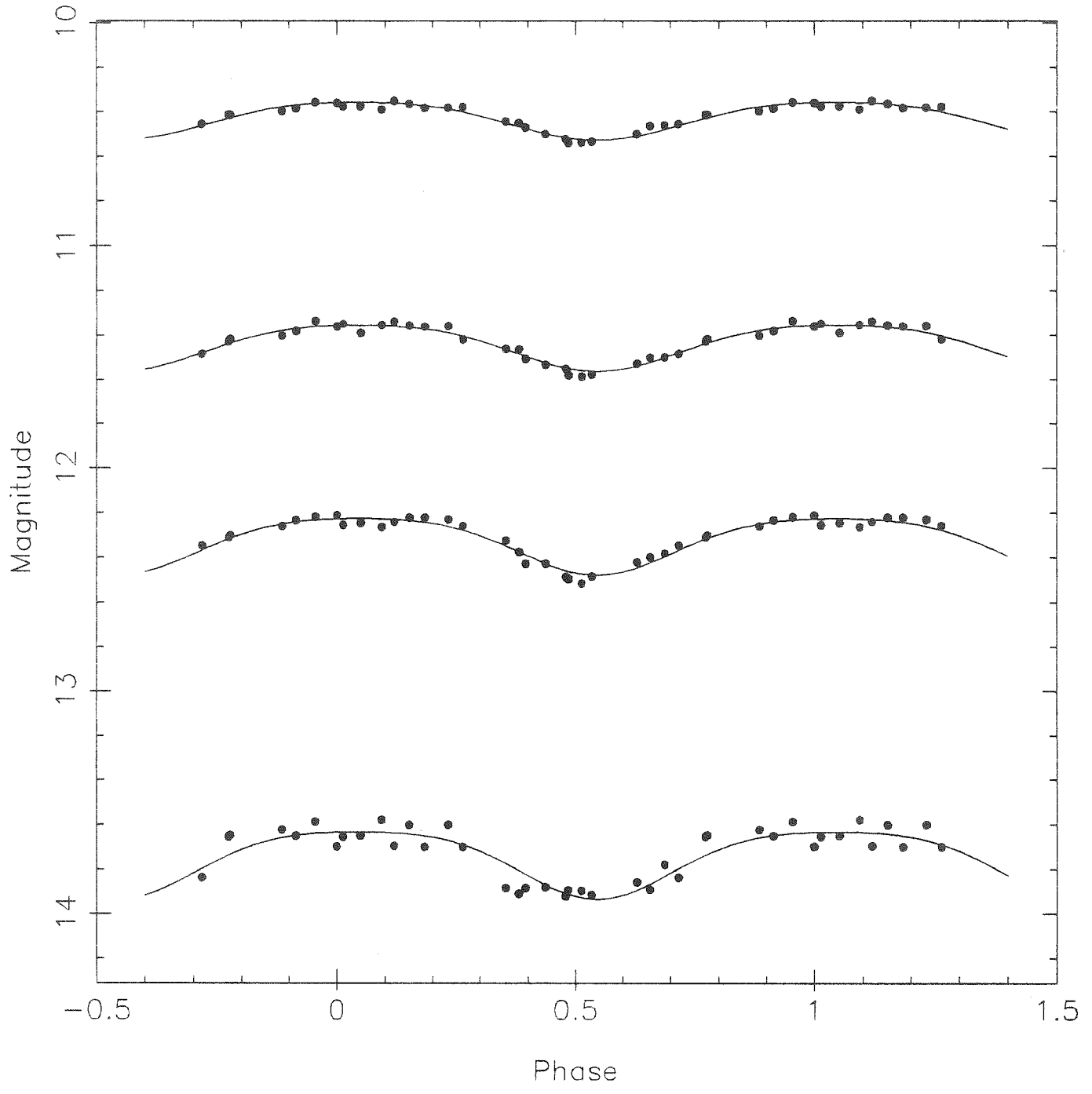


Figure 5a

FK 2 : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=3.75 \text{ j}$)

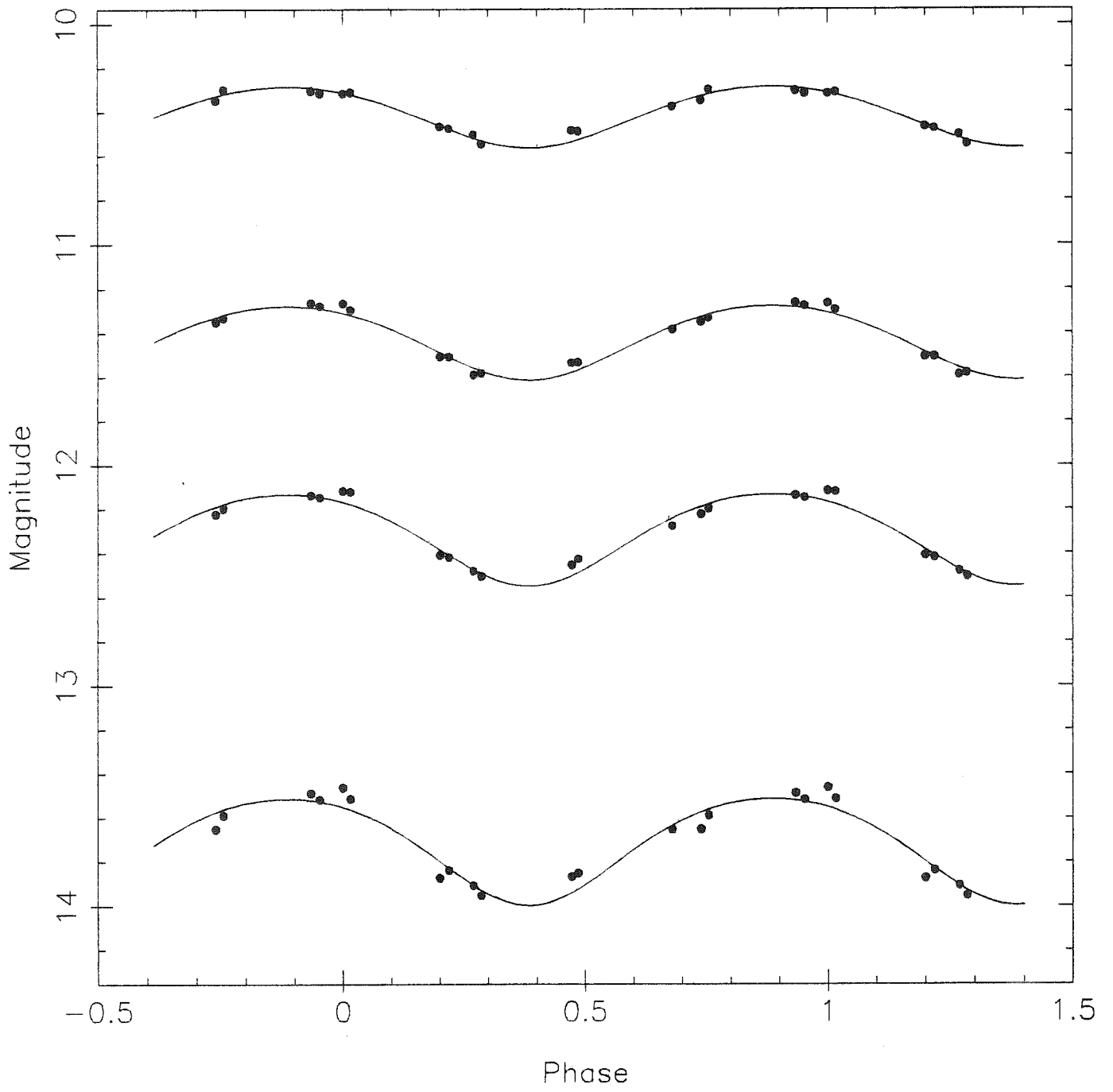


Figure 5b

WK 2 : Decembre 1984 ($P_{\text{rot}}=2.75 \text{ j}$)

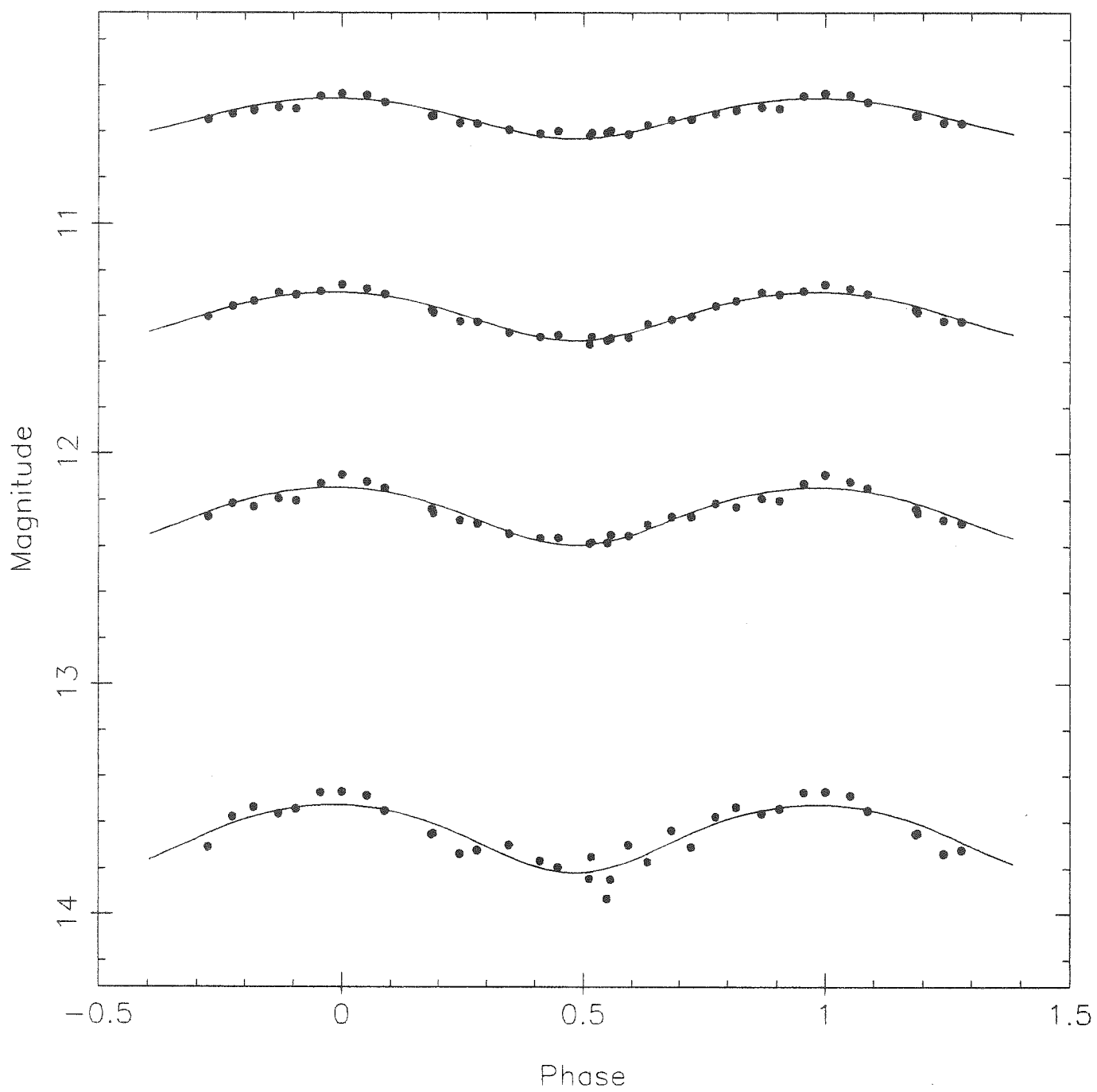


Figure 6a

WK 2 : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=2.75 \text{ j}$)

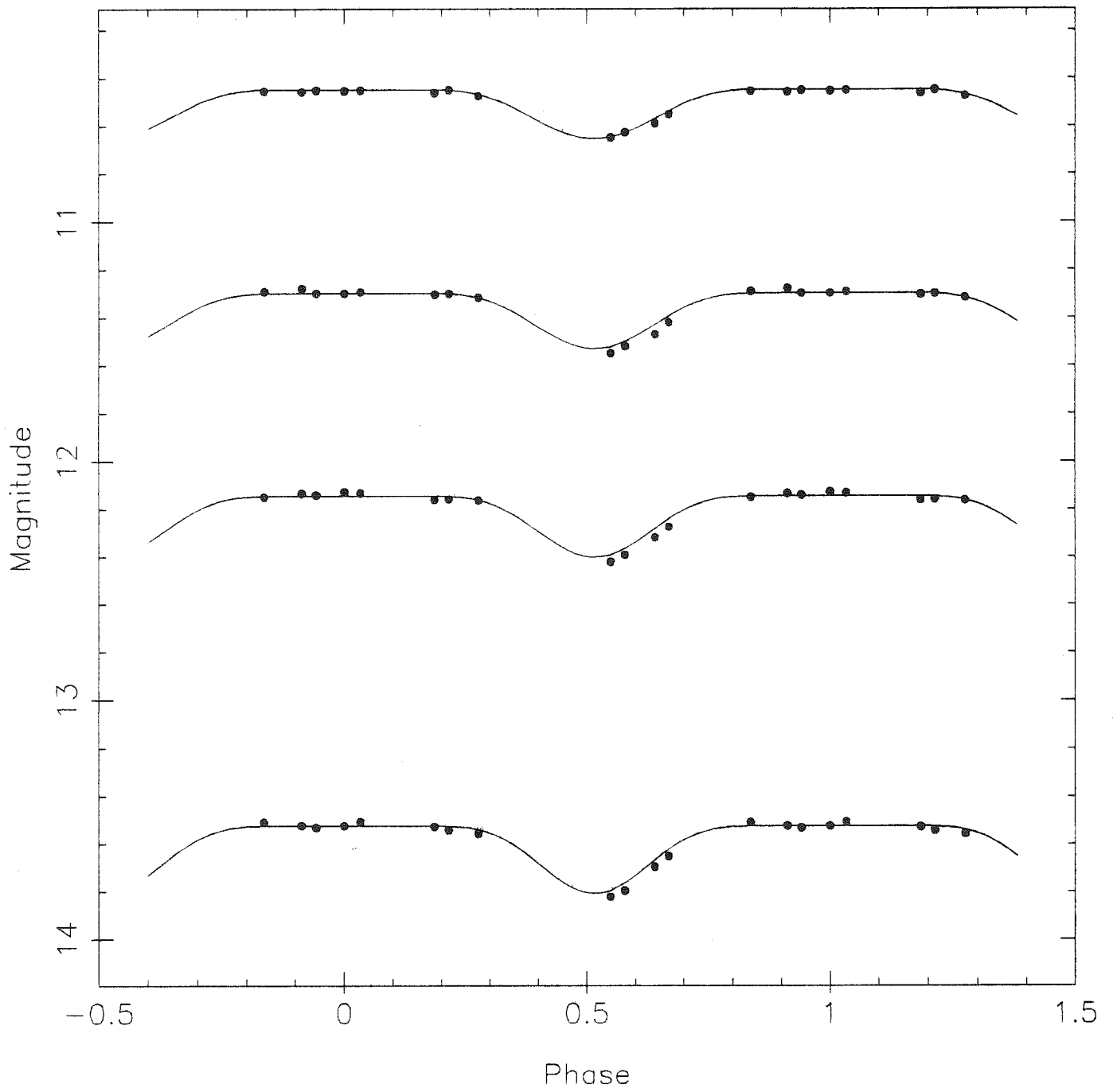


Figure 6b

UX Tauri A : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=2.7 \text{ j}$)

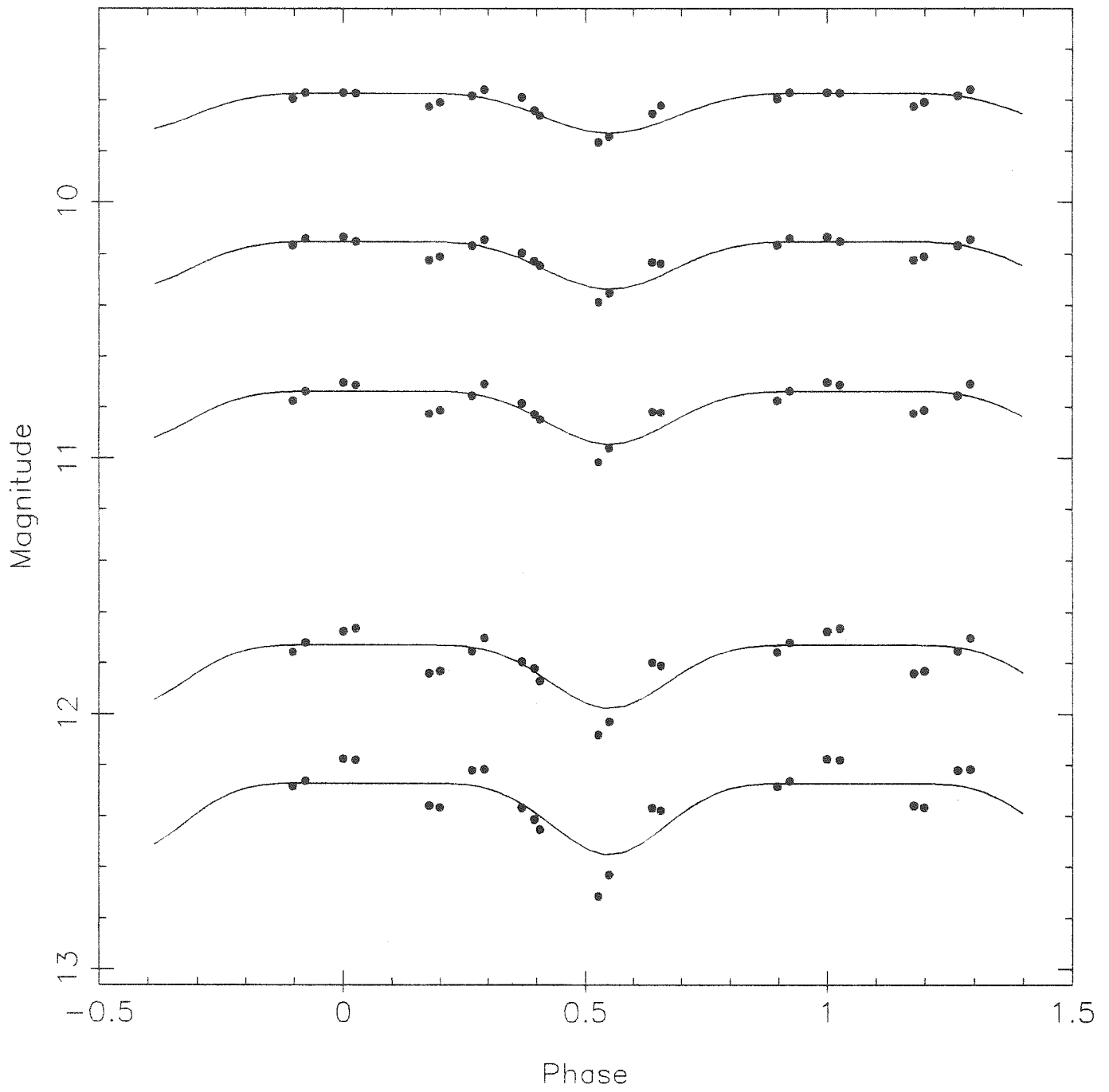


Figure 7

ROX 21 : Mai 1984 ($P_{\text{rot}}=3.4 \text{ j}$)

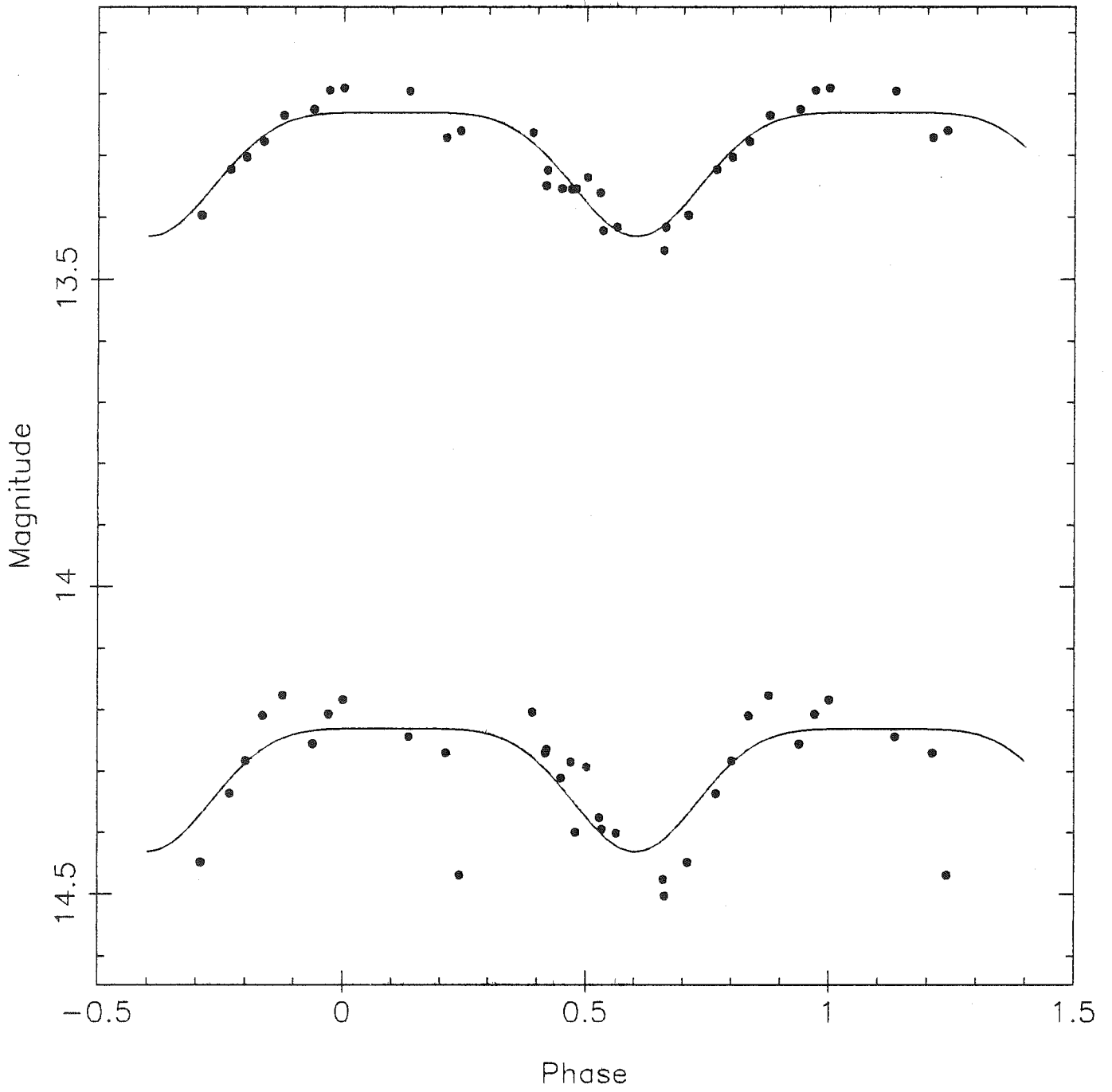


Figure 8

DN Tauri : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=6.0 \text{ j}$)

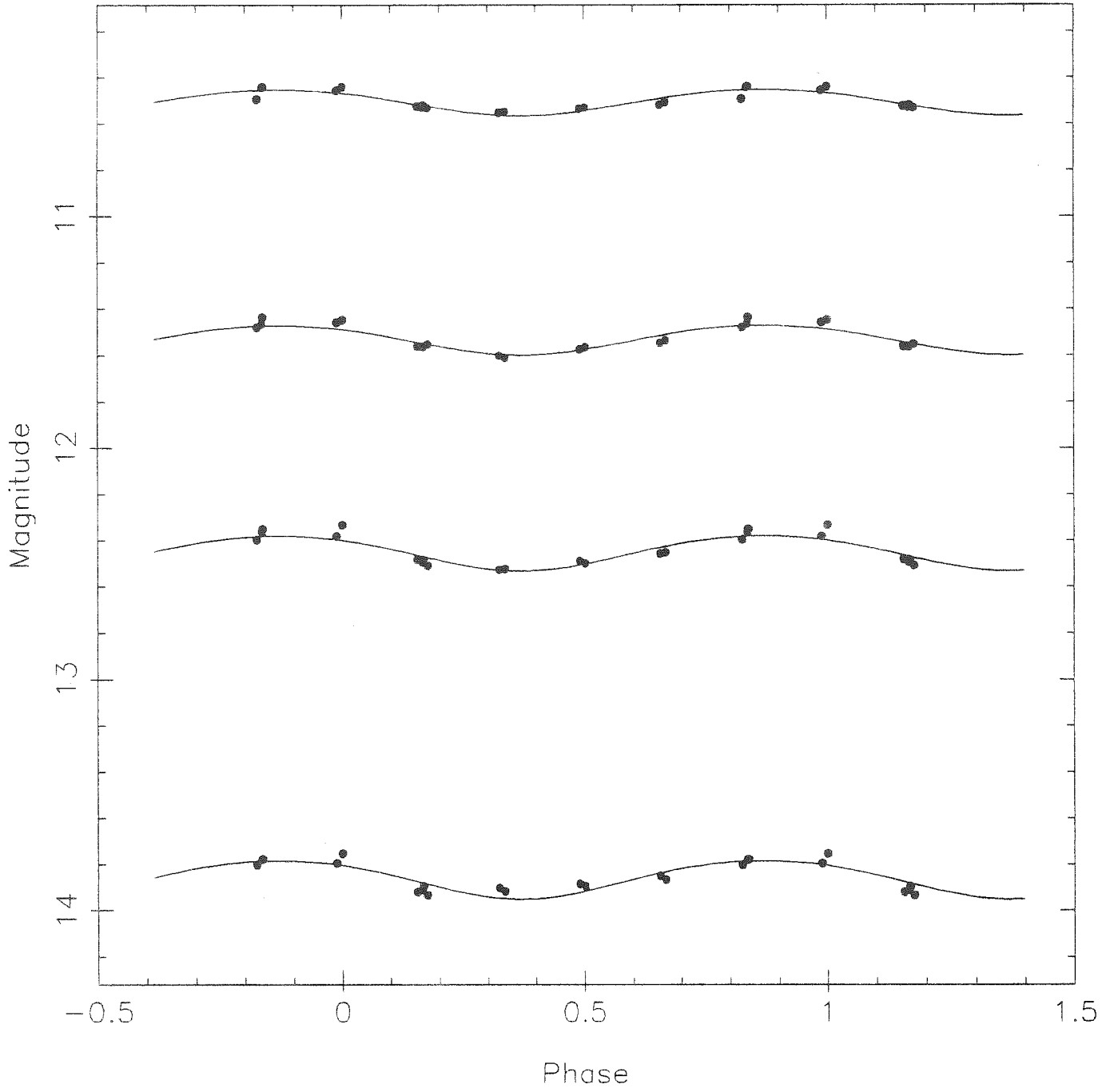
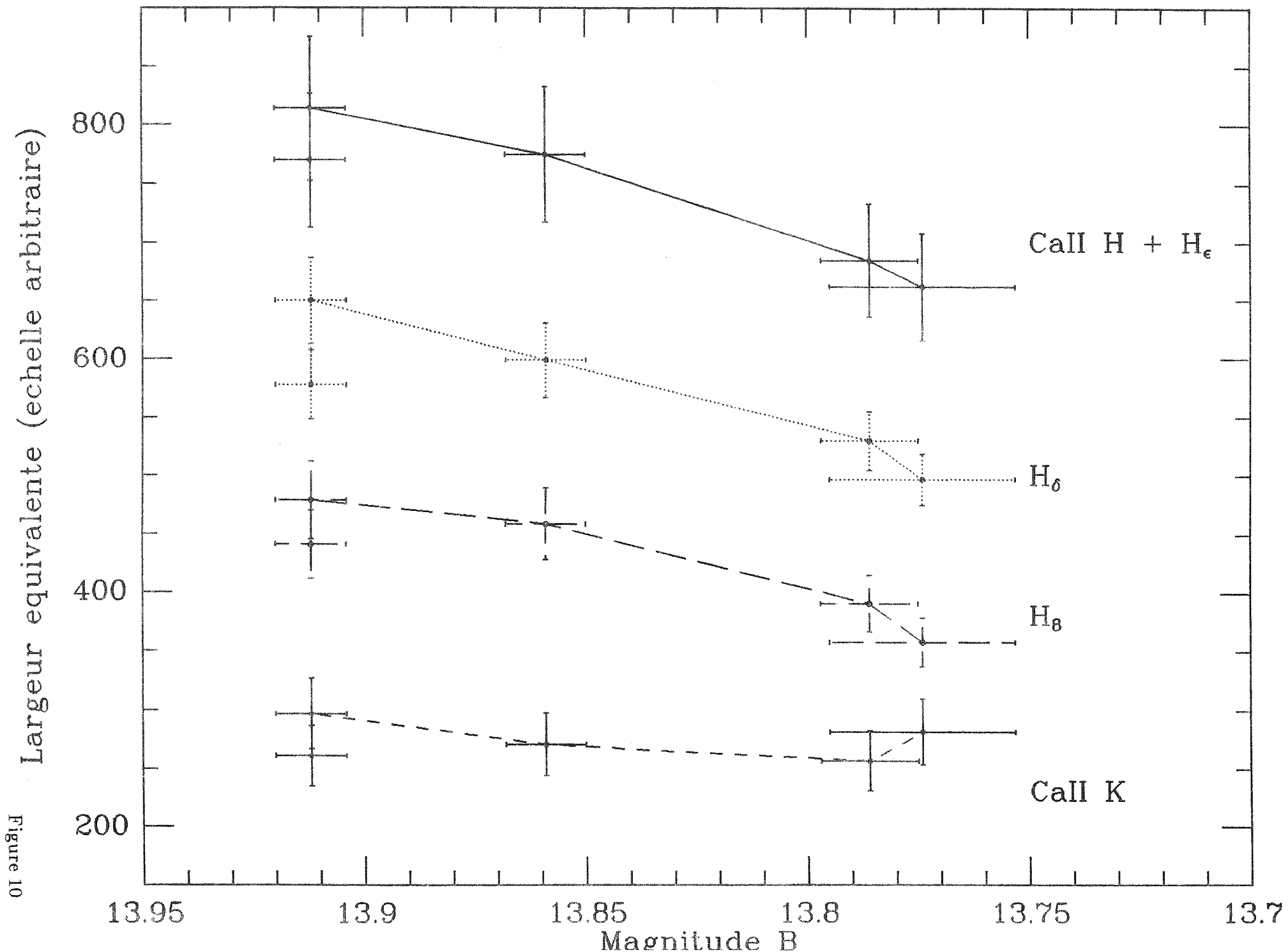


Figure 9



ROX 29 : Mai 1984 ($P_{\text{rot}}=6.4 \text{ j}$)

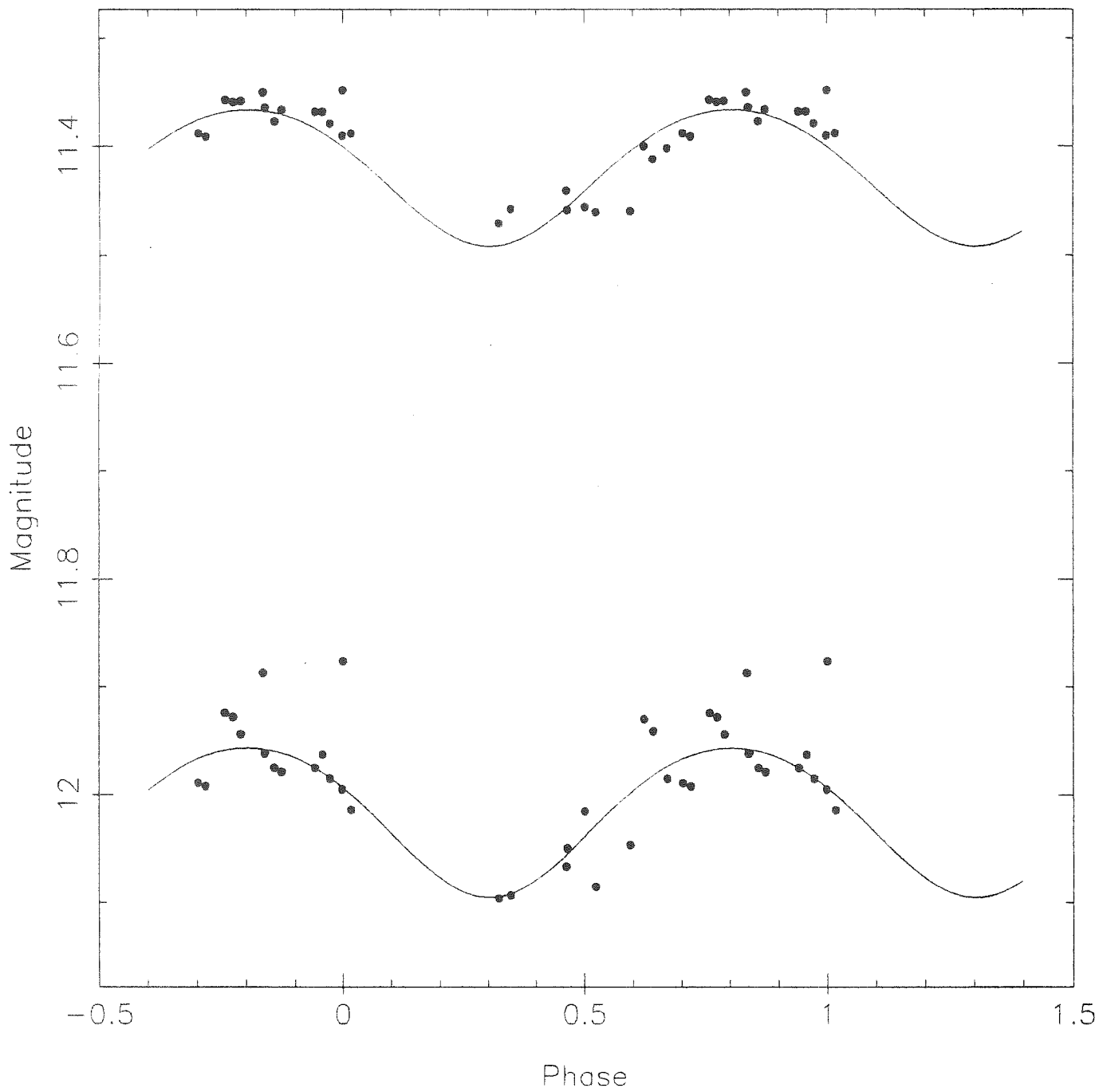


Figure 11

SY Cha : Fevrier 1984 ($P_{\text{rot}}=6.1 \text{ j}$)

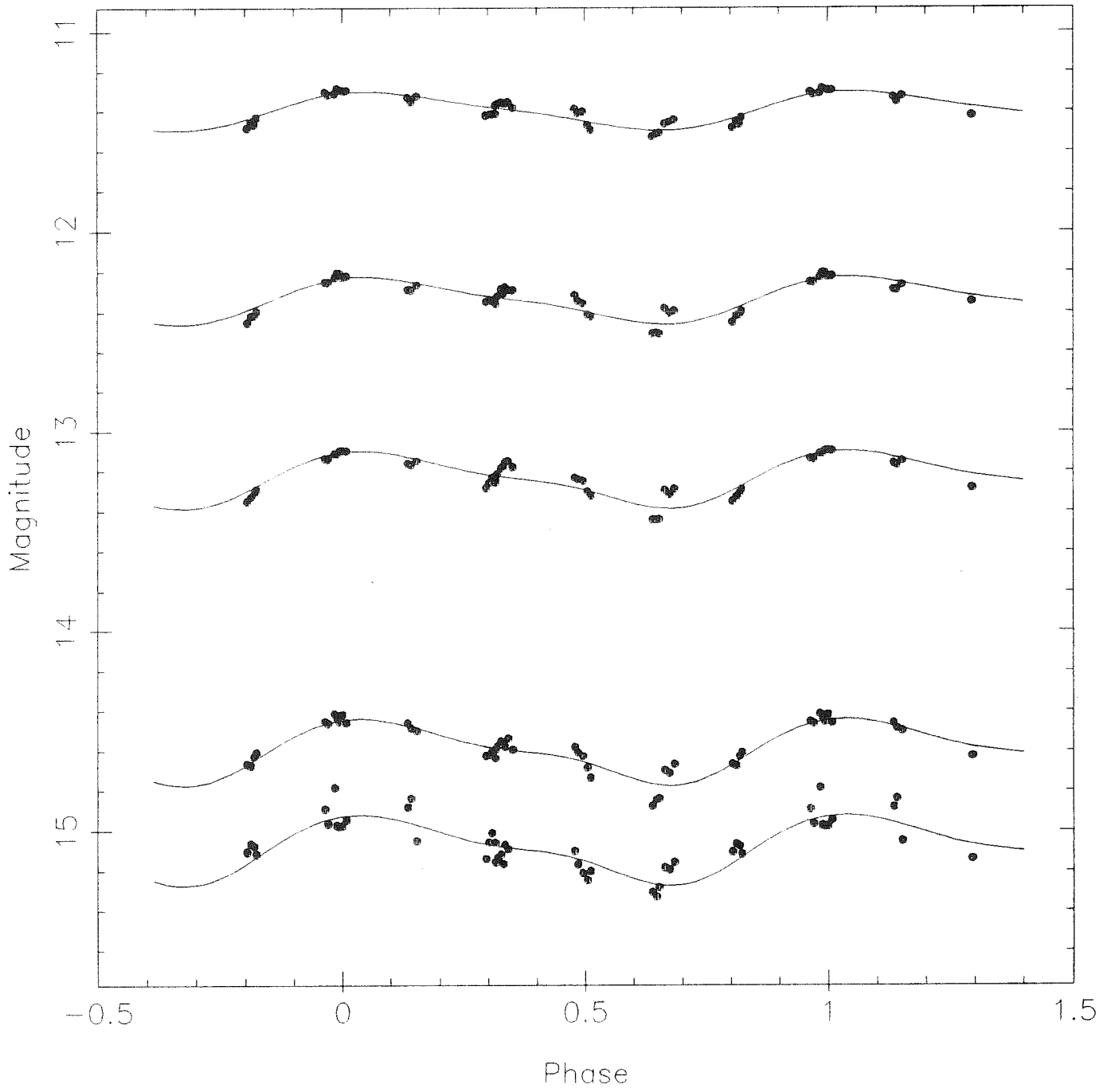


Figure 12

LH $_{\alpha}$ 332-20 : Fevrier 1984 ($P_{rot}=2.3$ j)

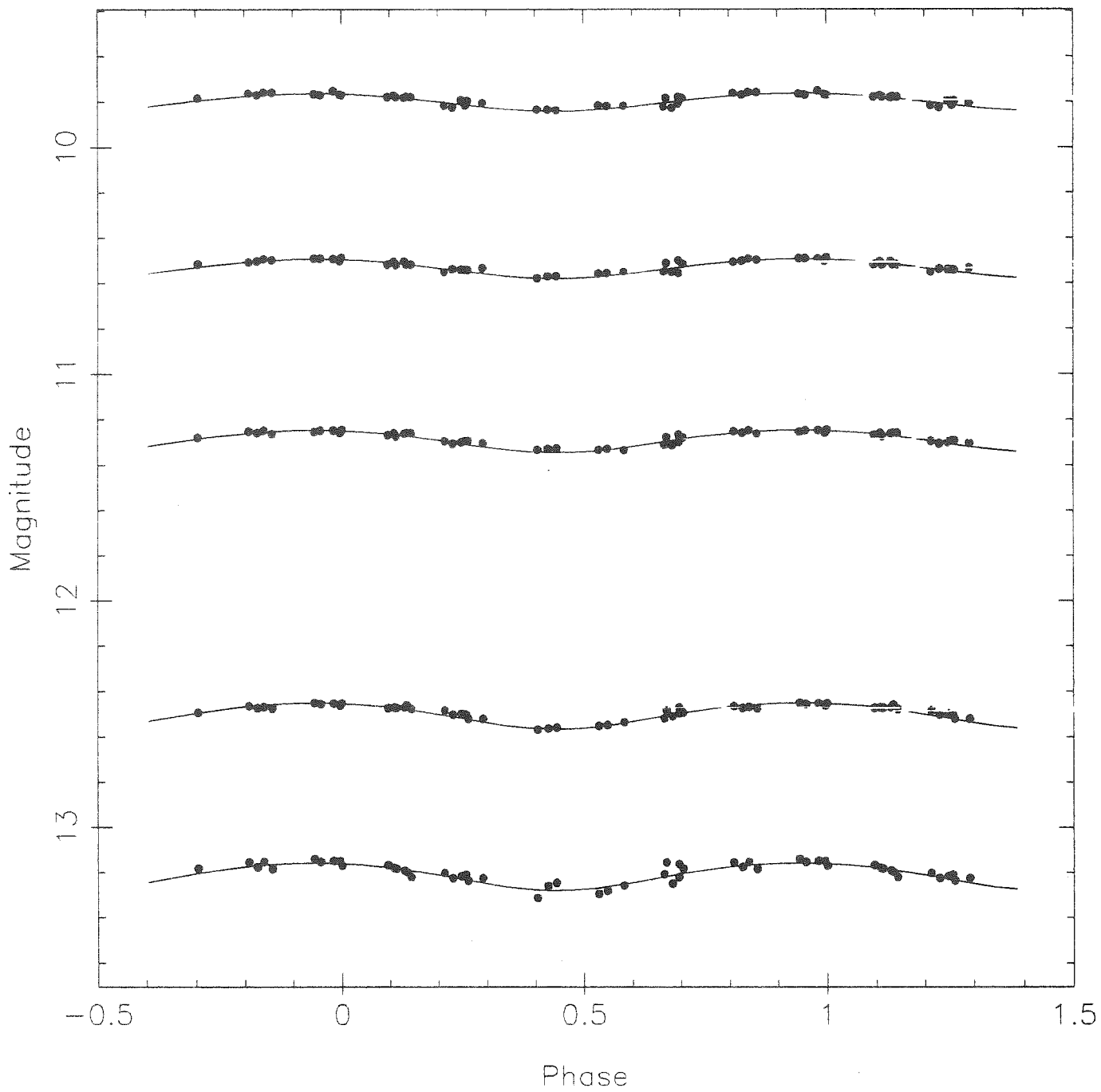


Figure 13a

LH $_{\alpha}$ 332-20 : Janvier 1986 ($P_{\text{rot}}=2.3$ j)

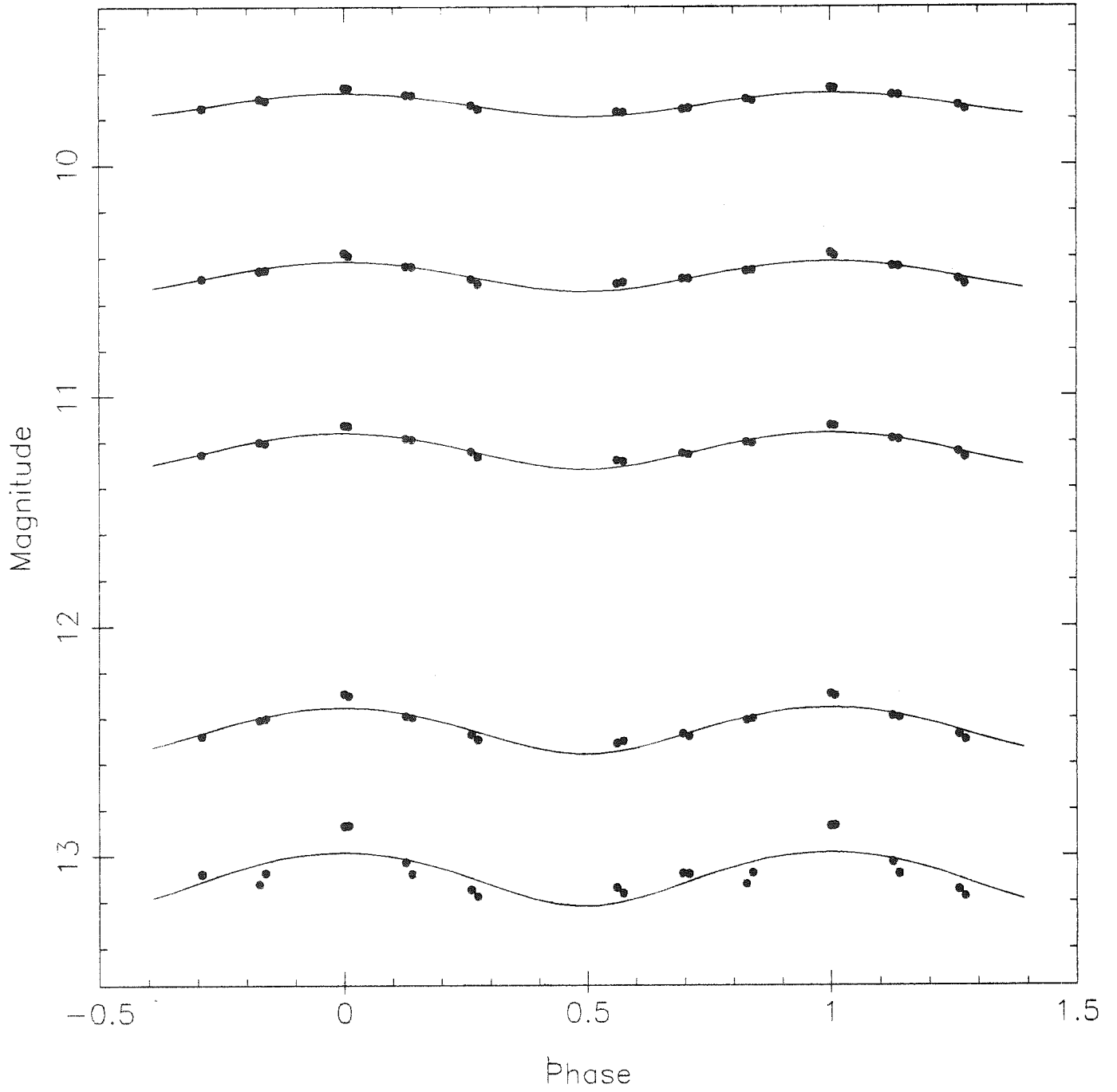


Figure 13b

LH $_{\alpha}$ 332-20 : Janvier 1986 ($P_{rot}=2.3$ j)

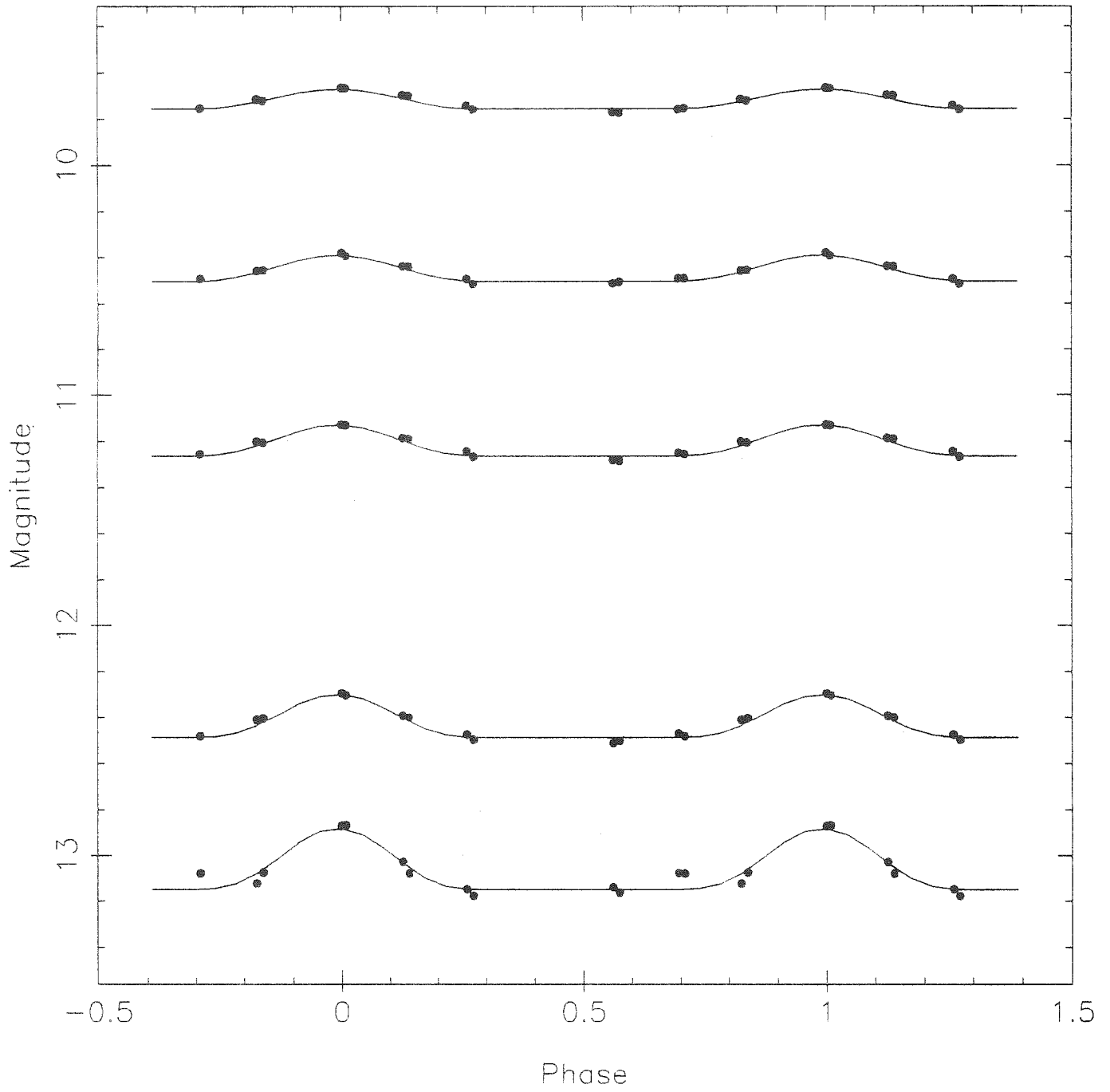


Figure 13c

GW Ori : Fevrier 1984 ($P_{\text{rot}}=3.25 \text{ j}$)

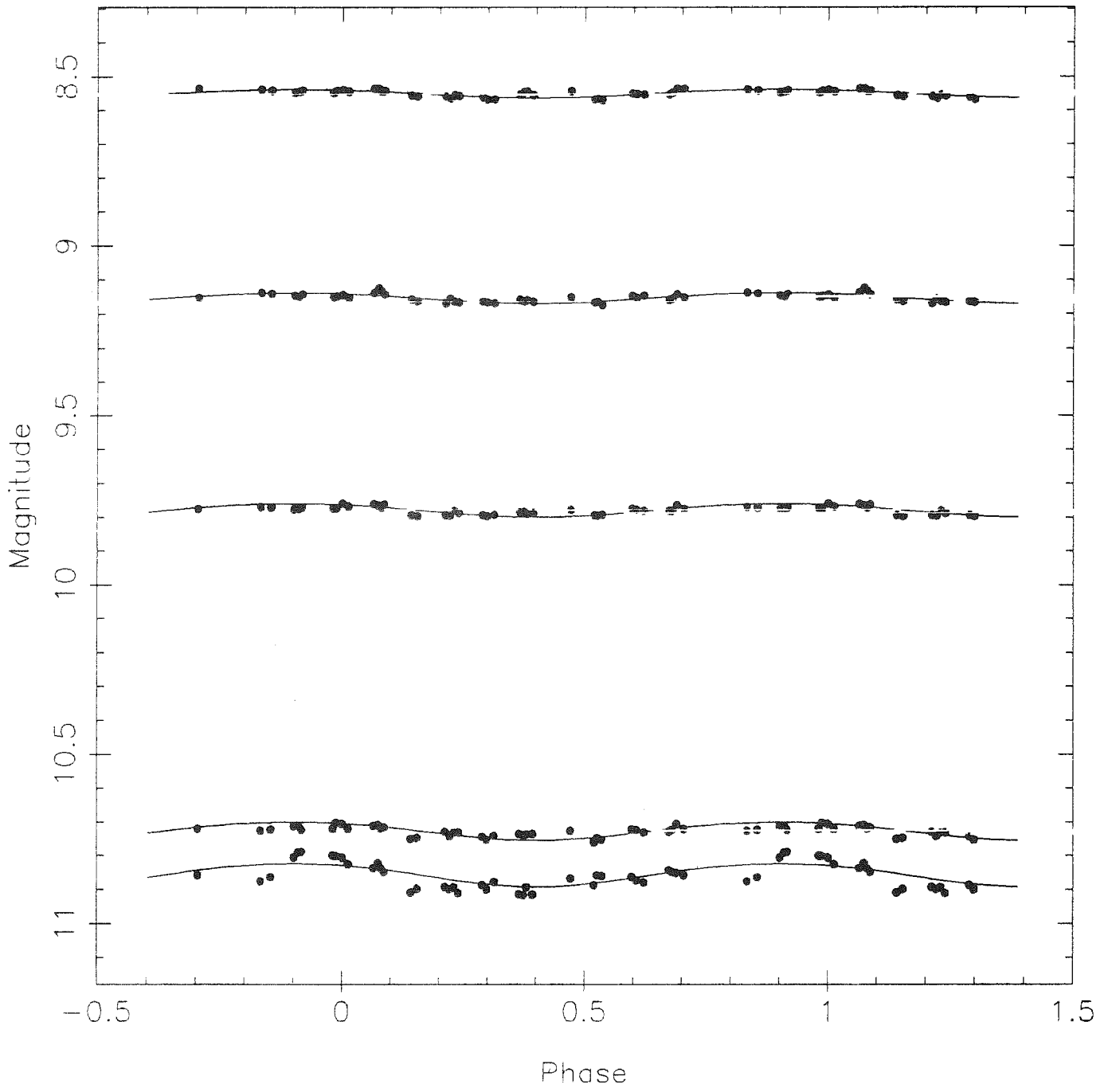


Figure 14a

GW Ori : Fevrier 1984 ($P_{\text{rot}}=3.25 \text{ j}$)

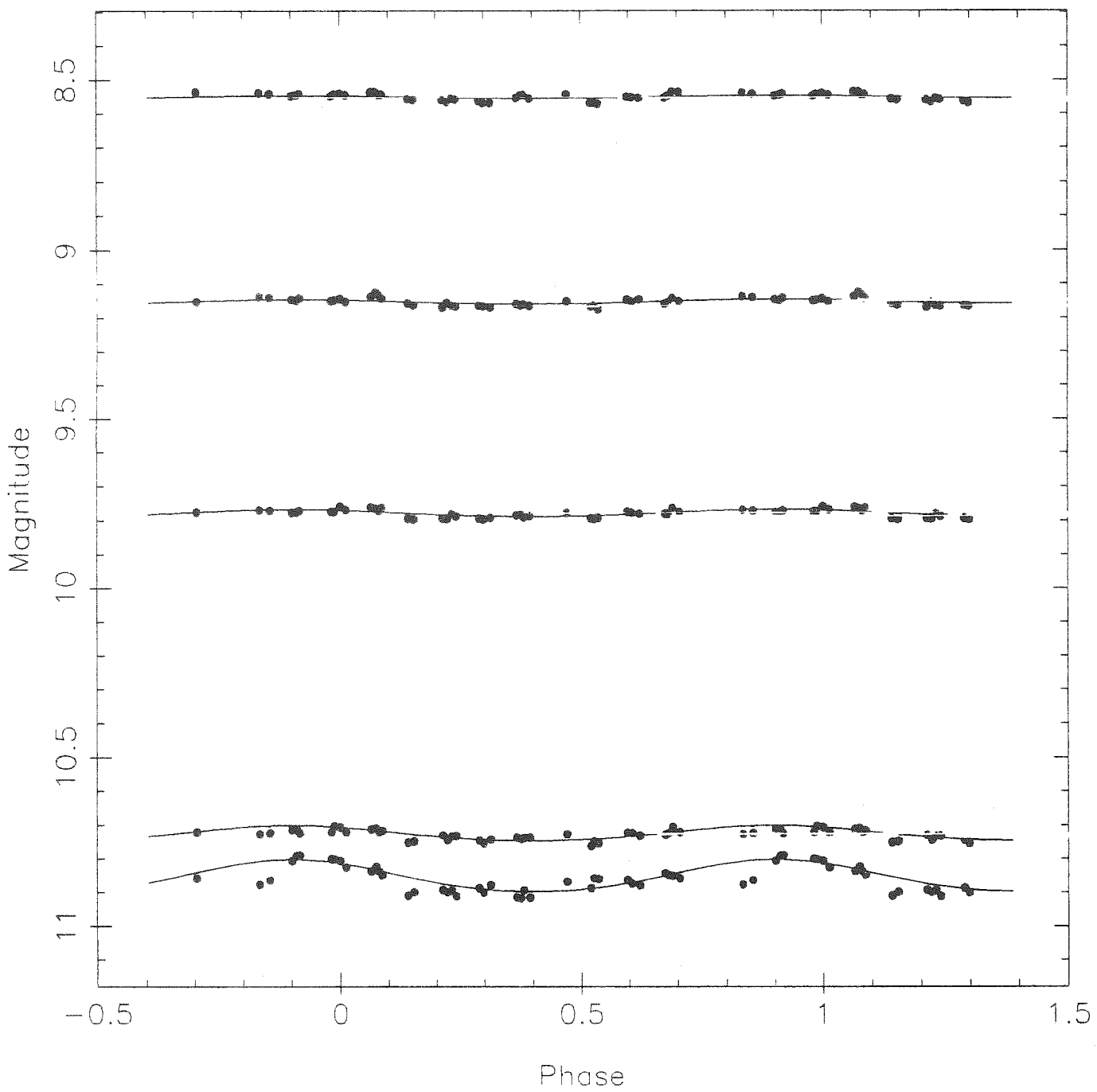


Figure 14b

DF Tauri : Decembre 1984 ($P_{\text{rot}}=8.5 \text{ j}$)

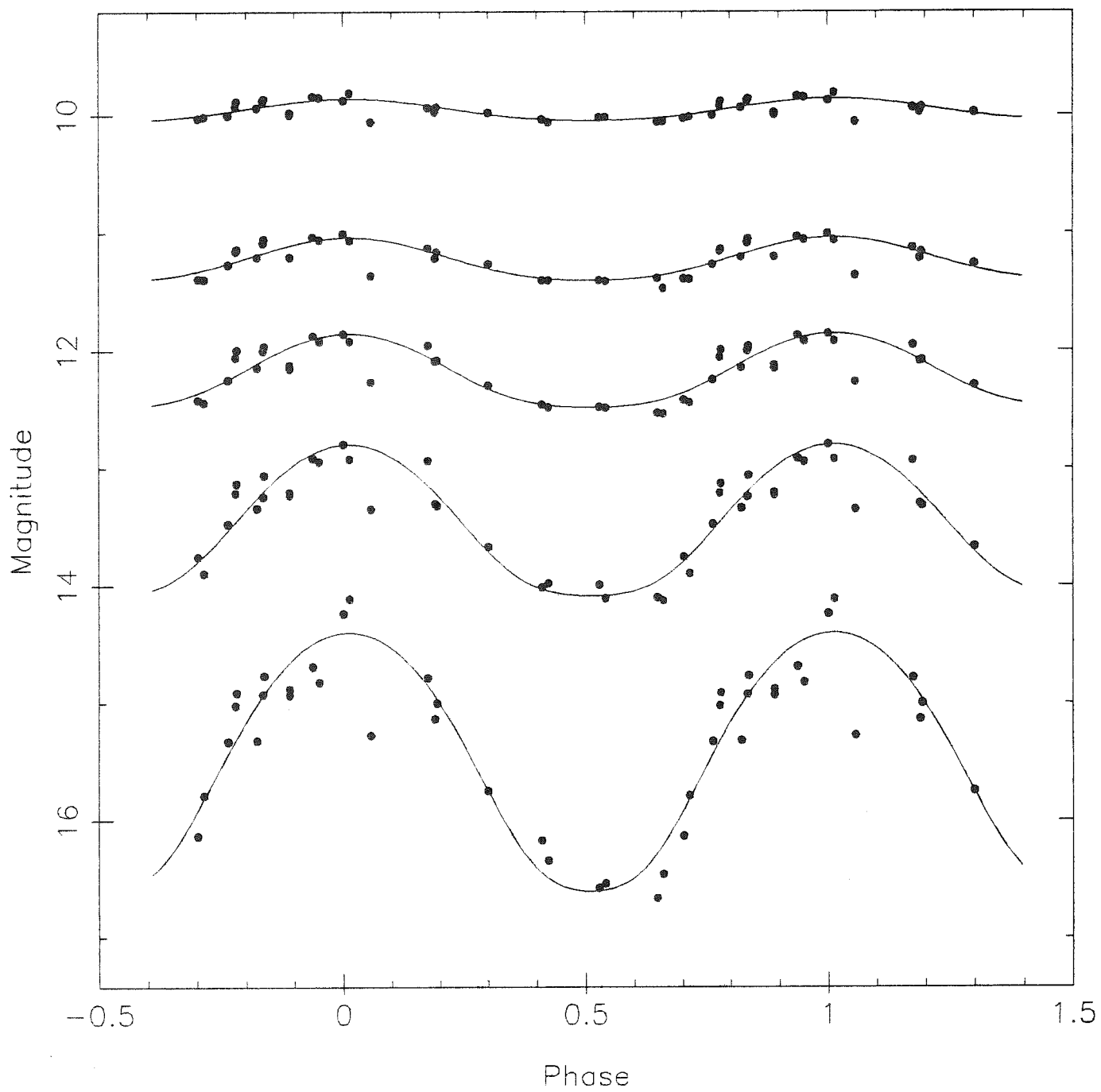


Figure 15

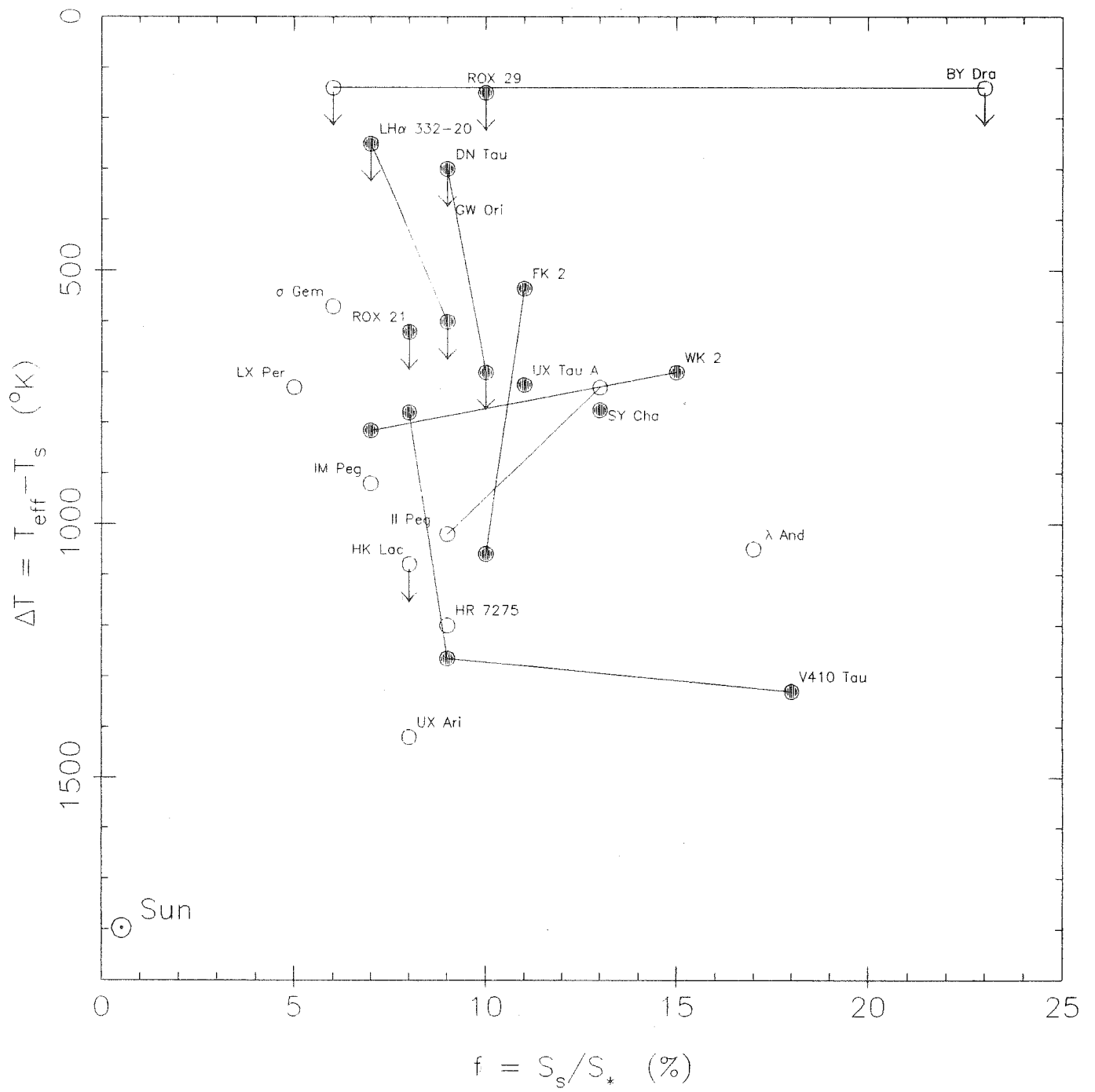


Figure 16

Chapitre III

Chauffage atmosphérique et processus dynamo

1. Introduction

Les modèles d'atmosphère en équilibre radiatif ne peuvent reproduire les conditions physiques régnant dans l'atmosphère externe du Soleil. La remontée de température observée au-dessus de la photosphère indique, au contraire, une forte perturbation de l'équilibre radiatif et témoigne, par là, de l'existence d'un processus de chauffage non-radiatif. L'écart à l'équilibre radiatif se traduit par un excès de pertes radiatives mesurées dans le cœur de raies spectrales formées à différents niveaux atmosphériques (chromosphère, région de transition, couronne) et dans l'émission X provenant de la couronne solaire. C'est l'ensemble de ces manifestations, témoignant de l'existence d'un chauffage non-radiatif des atmosphères stellaires qui est désigné ici sous le terme d'activité. L'étude de l'activité stellaire a connu un essor considérable avec l'avènement de satellites d'observation dans les domaines X et UV puisque ce sont à ces fréquences que se situent en majeure partie les diagnostics qui permettent de mesurer le niveau d'activité. L'observation spatiale d'un grand nombre d'étoiles a permis, d'une part, de démontrer la quasi-universalité du phénomène de l'activité stellaire à travers le diagramme H-R et, d'autre part, d'étudier l'influence de divers paramètres stellaires sur les propriétés de cette activité. Ainsi, il est apparu que le niveau d'activité manifesté par une étoile n'est pas fixé univoquement par sa position dans le diagramme H-R (e.g. Vaiana *et al.* 1981). Ce premier résultat laissait entrevoir l'existence d'un paramètre "caché" conditionnant, en grande partie, l'intensité du chauffage des atmosphères stellaires. Un second résultat d'importance fut la mise en évidence de relations de proportionnalité entre les pertes radiatives subies par les différents niveaux atmosphériques, relations vérifiées en particulier par les naines de types spectraux tardifs (e.g. Ayres *et al.* 1981a). D'une étoile à l'autre, les variations d'intensité des diagnostics d'activité chromosphérique se répercutent, amplifiées, dans celles des diagnostics de la région de transition et de la couronne. Ces corrélations empiriques furent perçues comme la signature d'un lien physique associant les différents niveaux atmosphériques. Ces deux résultats trouvent une interprétation commune par analogie avec l'activité solaire dans le

cadre de la théorie de l'effet dynamo. La structure et le chauffage de l'atmosphère solaire résultent, en majeure partie, de la présence de champs magnétiques qui percent à travers la photosphère pour s'étendre jusqu'à la couronne. Ainsi, les régions atmosphériques qui subissent les pertes radiatives les plus intenses sont spatialement associées à de larges structures magnétiques. De semblables structures dans les atmosphères stellaires peuvent être la cause des relations unissant les pertes radiatives subies par les différents niveaux atmosphériques. En outre, le flux magnétique disponible pour chauffer l'atmosphère solaire est le résultat d'un processus dynamo c'est-à-dire de l'interaction entre les mouvements turbulents de la zone convective et la rotation solaire. Pour des naines de même masse, c'est-à-dire de structure interne similaire, le taux de rotation est donc susceptible de moduler l'efficacité du processus dynamo et, par là, le niveau d'activité. Cette hypothèse fut rapidement confirmée par Pallavicini *et al.* (1981) qui démontrèrent que l'émission dans le domaine X des naines de types spectraux tardifs est étroitement corrélée avec leur vitesse de rotation. L'ensemble des résultats tirés de l'étude de l'activité stellaire conduit, aujourd'hui, à l'opinion largement partagée selon laquelle l'activité manifestée par les naines de types spectraux tardifs, mais aussi par d'autres classes d'étoiles, est gouvernée par les mêmes processus que ceux qui conduisent au chauffage non-radiatif de l'atmosphère solaire.

Les étoiles T Tauri forment une classe d'objets parmi les plus actifs : un membre typique de la classe présente un spectre d'émission dans le domaine UV quelque 10^3 à 10^5 fois plus intense que le spectre de la chromosphère solaire, et sa luminosité dans le domaine X peut atteindre 10^3 fois la luminosité X de la couronne solaire. Dans quelle mesure l'analogie solaire peut encore s'appliquer à une telle activité ? Outre d'éventuelles sources d'énergie spécifiques aux étoiles T Tauri, quel rôle est susceptible de jouer le processus dynamo dans le chauffage non-radiatif de leur atmosphère ? A priori, l'existence d'un effet dynamo efficace au sein des étoiles T Tauri semble favorisée par le fait que ces étoiles possèdent à la fois des zones convectives plus profondes et des taux de rotation plus élevés que les naines de même masse. De plus, l'étude menée au chapitre précédent ne laisse que peu de doute quant à l'existence de champs magnétiques photosphériques dans ces objets. Le but de ce chapitre est d'abord de démontrer le rôle effectif que joue le processus dynamo dans l'activité des étoiles T Tauri. Et, ensuite, d'en définir les limites, c'est-à-dire

d'établir en quoi l'activité de ces objets diffère de celle des étoiles de type solaire. Cette démarche passe par l'établissement de l'équilibre énergétique de l'atmosphère des étoiles T Tauri : il est nécessaire d'estimer, d'une part, la quantité de flux magnétique fournie par le processus dynamo et, d'autre part, de mesurer la quantité d'énergie rayonnée dans l'atmosphère. Si le processus dynamo prend une part de responsabilité dans le chauffage non-radiatif de l'atmosphère de ces étoiles, ces deux quantités devraient varier de façon corrélée d'une étoile à l'autre. Ce sont ces relations, signatures du processus dynamo, qui seront d'abord recherchées. Malheureusement, la théorie de l'effet dynamo ne permet pas, à l'heure actuelle, d'estimer de manière absolue la quantité d'énergie magnétique disponible à partir de la connaissance des conditions régnant dans les zones convectives stellaires. Par contre, il est possible de définir, à partir de la théorie, certaines grandeurs tel que le nombre de Rossby (R_o) ou, plus simplement, la période de rotation stellaire (P_{rot}) qui permettent de caractériser de manière relative l'efficacité du processus dynamo. Ce sont les relations mises en évidence entre l'intensité de différents diagnostics d'activité et R_o ou P_{rot} (e.g. Noyes *et al.* 1984, Mangeney et Praderie 1984) qui ont permis de déterminer la nature du chauffage atmosphérique des naines de faibles masses. Ainsi calibrées, ces relations peuvent ensuite être extrapolées afin d'estimer la quantité d'énergie magnétique fournie par effet dynamo dans les étoiles T Tauri. La comparaison de cette estimation avec la quantité d'énergie effectivement rayonnée dans l'atmosphère de ces objets permettra de définir les limites de l'application de l'analogie solaire aux étoiles T Tauri.

Dans le paragraphe 2 de ce chapitre sont définies les grandeurs qui permettent de mesurer l'efficacité du processus dynamo dans les intérieurs stellaires et les diagnostics d'activité qui peuvent être utilisés pour mesurer les pertes radiatives à différents niveaux atmosphériques. Finalement, les relations existant entre ces paramètres pour les naines et les systèmes RS CVn sont succinctement décrites.

Dans le paragraphe 3, le comportement des étoiles T Tauri est étudié dans des diagrammes activité-rotation, puis comparé à celui d'étoiles manifestant une activité de type solaire. L'existence du processus dynamo au sein de la classe des étoiles T Tauri y est établie et son rôle dans le chauffage non-radiatif de leur atmosphère est cerné.

Dans la 4^e partie, les implications de ces résultats sur la théorie du processus dynamo dans les étoiles totalement convectives sont décrites et les problèmes liés à l'application

du modèle de dynamo aux étoiles T Tauri et aux systèmes RS CVn sont soulevés (§4.1). L'analyse des corrélations existant entre différents diagnostics d'activité permet ensuite d'étudier la structure atmosphérique des étoiles T Tauri (§4.2) et de confronter les résultats aux modèles théoriques (§4.3). Finalement, l'accrétion de gaz circumstellaire à la surface de ces étoiles est présentée comme une source d'énergie susceptible de suppléer l'effet dynamo (§4.4).

2. Bilan énergétique : les paramètres pertinents

2.1 Efficacité du processus dynamo

Le modèle de dynamo linéaire de type α - ω est aujourd'hui d'un usage courant dans la description des magnétismes solaire et stellaire. Les raisons principales de ce choix tiennent d'abord aux succès qualitatifs rencontrés lors de l'application de ce modèle à l'activité solaire mais aussi à la signification physique claire des processus qu'il met en œuvre. Dans ce modèle, la production de flux magnétique résulte essentiellement de l'interaction entre les mouvements turbulents de la zone convective et la rotation stellaire. Cette interaction est responsable de la rotation différentielle qui déforme les lignes de champ poloïdales pour donner naissance à une composante toroïdale (effet ω). Et à son tour, la composante toroïdale entraînée par le mouvement cyclonique des cellules convectives régénère le champ poloïdal (effet α). Ces deux processus sont gouvernés par les équations dynamo linéaires établies dans l'approximation dite des "champs moyens" c'est-à-dire qu'elles décrivent l'évolution dans le temps d'un champ magnétique variant lentement et spatialement moyenné (e.g. Belvedere 1985). Dans ce type de dynamos linéaires, encore appelées cinématiques, les champs de vitesses sont fixés arbitrairement et sont indépendants du champ magnétique. En particulier, les effets éventuels de la force de Lorentz sur les mouvements du gaz ne sont pas considérés. Ces deux limitations, approximation des champs moyens et découplage des champs de vitesses et magnétique, ont conduit à s'interroger sur la capacité de ce modèle à décrire de façon réaliste les processus physiques présents dans les intérieurs stellaires. On peut, par exemple, mettre en doute la validité de ces deux approximations dans le cas solaire où des champs magnétiques de plusieurs milliers de gauss sont concentrés dans des tubes de flux de faible extension spatiale. C'est pourquoi de nombreux efforts ont été consacrés au développement de modèles de dynamo non-linéaires (hydromagnétiques) dans

lesquels la rétroaction du champ magnétique sur les champs de vitesses (convection, rotation différentielle) est prise en compte. Gilman (1983) présente des simulations numériques de tels modèles dans lesquels les champs de vitesses sont eux-même solutions des équations de mouvement. La complexité de ces modèles limite pourtant considérablement leur portée heuristique : non seulement les résultats obtenus dépendent d'une grande quantité de paramètres, mais encore leur interprétation physique est parfois délicate. Ainsi, même s'il ne fait pas de doute qu'une description réaliste du magnétisme stellaire passe par la prise en compte des effets non-linéaires, l'extrapolation des modèles de dynamos hydro-magnétiques au cas stellaire reste un projet d'avenir. C'est l'une des raisons qui ont conduit à préférer les modèles plus simples de dynamo linéaire dans l'étude de l'activité stellaire. De plus, Parker, dès 1955, avait montré que le modèle de dynamo α - ω permettait de reproduire qualitativement certaines caractéristiques du magnétisme solaire : l'existence du cycle d'activité et de la circulation méridienne des taches solaires* était déduite des propriétés des solutions oscillatoires aux équations dynamo. Ainsi, le modèle de dynamo linéaire α - ω semble appréhender l'essence même des mécanismes physiques responsables de l'activité solaire.

La principale limitation de ce modèle réside dans le fait que l'amplitude du champ magnétique ne peut être estimée. Il est néanmoins possible, à partir de l'analyse des mécanismes que le modèle dépeint, de formuler certaines grandeurs caractérisant l'efficacité du processus dynamo. La quantité de flux magnétique fournie par effet dynamo dépend de la compétition entre les processus d'amplification et de pertes. Les mécanismes de pertes les plus importants sont, d'une part, la diffusion turbulente et, d'autre part, la force ascensionnelle qui draine le flux magnétique vers la surface stellaire. L'effet de la diffusion turbulente fut étudié par Parker (1955) qui démontrait que l'amplitude des "ondes dynamo" croissait exponentiellement avec le temps pourvu que :

$$N_D = \frac{L^3 \alpha \omega}{\eta^2} > 1$$

où L est la profondeur de la zone convective, α et ω les paramètres du processus dynamo et η le coefficient de diffusivité magnétique. N_D , appelé "nombre dynamo", traduit essentiellement les valeurs relatives du temps caractéristique de diffusion ($\tau_d = L^2/\eta$) et du temps

* Une interprétation nouvelle de ce phénomène et apparemment indépendante du processus dynamo a été récemment proposée par Ribes, Mein et Mangeney (1985).

caractéristique d'amplification ($\tau_a = (L/\alpha\omega)^{0.5}$, Durney et Robinson 1982). L'influence de la force ascensionnelle que subissent les tubes de flux magnétiques a été étudiée par Durney et Latour (1978). L'efficacité du processus dynamo reposant sur l'action de la rotation sur les mouvements convectifs, Durney et Latour supposèrent intuitivement que cette influence n'est ressentie de façon appréciable que dans la mesure où le temps caractéristique de rotation stellaire ($1/\Omega = P_{rot}$) est inférieur au temps caractéristique des mouvements convectifs sous l'effet de la force ascensionnelle ($\tau_c = \Lambda/u$, où Λ est une échelle caractéristique de distance de la zone convective et u la vitesse des éléments convectifs). Et ils exprimèrent cette condition à l'aide du nombre de Rossby :

$$R_o = \frac{u}{\Lambda\Omega} = \frac{P_{rot}}{\tau_c} < 1$$

Le nombre de Rossby traduit essentiellement le rapport entre les forces d'inertie qui s'exercent sur les éléments convectifs et la force de Coriolis. Cette définition reflète par conséquent, un processus dynamo d'autant plus efficace que le nombre de Rossby est faible. Durney et Latour justifièrent leur intuition en montrant par une analyse dimensionnelle du nombre dynamo sa relation avec le nombre de Rossby :

$$N_D \sim R_o^{-2}$$

Ainsi, l'une ou l'autre de ces grandeurs peut être utilisée pour quantifier l'efficacité du processus dynamo lors de la confrontation du modèle aux observations. En pratique, le nombre de Rossby est le plus souvent adopté car sa valeur peut être calculée à partir d'une observable (P_{rot}) et du paramètre τ_c déduit de la théorie de la longueur de mélange (cf. Cox et Giuli 1968, Mangeney 1986) appliquée aux enveloppes convectives. Toutefois, lorsque l'étude ne porte que sur un groupe d'étoiles homogènes, c'est-à-dire dans lequel τ_c diffère peu d'une étoile à l'autre, la période de rotation constitue une mesure de l'efficacité du processus dynamo équivalente, sinon meilleure que R_o . La raison principale en est que P_{rot} est une observable directe, généralement entachée d'une faible incertitude, alors que l'évaluation du nombre de Rossby, par le biais de τ_c , est tributaire de modèles de structure stellaire. Si ces modèles ont atteint leur pleine maturité dans le cas des naines, ils prêtent encore à controverse dans le cas des étoiles T Tauri. Aussi, tant qu'il s'agira de rechercher la signature du processus dynamo dans les seules étoiles T Tauri, c'est-à-dire d'étudier

leur comportement dans des diagrammes activité-rotation, P_{rot} sera préférée à R_o pour mesurer l'efficacité du processus dynamo. La comparaison qualitative des relations suivies par les étoiles T Tauri et par les étoiles de type solaire dans de tels diagrammes permettra de juger de l'existence du processus dynamo. Par contre, lorsqu'il faudra comparer quantitativement le niveau d'activité des étoiles T Tauri à celui des étoiles de type solaire, le nombre de Rossby devra être utilisé.

2.2 La mesure des pertes radiatives dans les atmosphères stellaires

Le chauffage non-radiatif des atmosphères stellaires conduit à un excès de pertes radiatives par rapport à ce que prévoient les modèles d'atmosphère en équilibre radiatif. Les pertes radiatives subies par les différents niveaux atmosphériques se traduisent à la fois par l'existence d'excès intrinsèques dans la distribution spectrale d'énergie et par la présence de nombreuses raies d'émission dans le spectre stellaire. La sélection judicieuse de certaines caractéristiques spectrales permet alors d'inférer le profil de température au-dessus de la photosphère et d'estimer la quantité de chauffage non-radiatif fournie à l'atmosphère externe. Une liste complète des diagnostics d'activité pouvant être utilisés dans l'étude des atmosphères stellaires a été donnée par Linsky (1977). Parmi ceux-ci, certains sont d'un usage très répandu. Ainsi les pertes radiatives subies par des régions de températures semblables à celles rencontrées dans la chromosphère solaire sont mesurées par l'intensité de l'émission présente dans les raies des doublets de CaII ou de MgII. De même, le flux stellaire observé dans le domaine X est une mesure des pertes radiatives subies par les régions atmosphériques portées à des températures élevées ($T \simeq 10^6 - 10^7$ K). Entre ces deux extrêmes existe une grande quantité de raies spectrales situées en majeure partie dans le domaine UV et qui permettent d'estimer le degré de chauffage non-radiatif des régions de températures intermédiaires (e.g. CIV pour la région de transition solaire). *Stricto sensu*, l'excès de pertes radiatives est mesuré par l'écart entre le profil de raie observé et celui qui résulterait d'une atmosphère en équilibre radiatif. Il est donc, en principe, nécessaire de développer des modèles d'atmosphère en équilibre radiatif pour estimer cet excès. Cette entreprise, souvent délicate, est en fait généralement éludée par l'adoption de certaines approximations. Dans son étude des chromosphères stellaires, Blanco *et al.* (1974) mesurent l'excès de pertes radiatives dans la raie K de CaII en estimant l'intensité de la composante en émission au-dessus d'un continu fictif, obtenu par l'interpolation du

continu adjacent à la raie. Au contraire, Noyes *et al.* (1984) estiment que le flux total émis dans la raie est une mesure plus exacte de l'excès de pertes radiatives. Linsky et Ayres (1978) se sont livrés à une étude comparative de ces différentes approximations. Ils ont, dans un premier temps, construit les profils intrinsèques des raies de CaII K et MgII k à partir de modèles d'atmosphère en équilibre radiatif. Ces profils ont ensuite été soustraits à ceux observés pour le Soleil afin d'obtenir une mesure exacte des pertes radiatives dans ces deux diagnostics d'activité. Cette mesure exacte peut alors être comparée à celle résultant de l'adoption des approximations décrites ci-dessus. Il s'avère que la première méthode, consistant à mesurer la composante en émission au-dessus d'un continu fictif, conduit à sous-estimer l'excès de pertes radiatives dans la raie de CaII K par un facteur 20. L'intégration du flux total émis dans la raie ne diffère, par contre, que d'un facteur 2 de la valeur mesurée exactement. Lorsque le calcul du profil intrinsèque par la construction de modèles d'atmosphère est difficile, comme c'est le cas pour les étoiles T Tauri, cette dernière méthode paraît donc fournir une meilleure estimation des pertes radiatives subies par la chromosphère. C'est l'une des raisons pour lesquelles j'ai adopté cette méthode pour estimer la quantité d'énergie rayonnée dans les raies CaII K et MgII k du spectre des étoiles T Tauri. En outre, sont comparées dans ce chapitre, les pertes radiatives subies par les étoiles T Tauri et celles mesurées dans les naines de type spectraux tardifs. Or, la plupart des études consacrées à l'activité chromosphérique des naines utilisent le flux total émis dans les raies de CaII et de MgII comme mesure des pertes radiatives (e.g. Noyes *et al.* 1984). Par souci d'homogénéité lors de la comparaison des étoiles T Tauri avec les naines, il est donc nécessaire d'adopter la même approximation.

L'adoption d'une méthode permettant d'estimer l'excès de pertes radiatives laisse entier le problème de l'expression de cette quantité en terme d'une grandeur physique. Cette expression peut revêtir une multitude de formes dont les plus usitées sont : la largeur équivalente (dans le cas d'une raie spectrale), la luminosité stellaire dans le domaine de fréquence considéré (L_λ), le flux stellaire par unité de surface (F_λ) ou encore l'une de ces deux dernières quantités normalisée à la luminosité ou au flux bolométrique de l'objet étudié (R_λ). Ces différentes mesures d'activité se déduisent les unes des autres par :

$$F_\lambda = \frac{L_\lambda}{4\pi R_\star^2}$$

$$R_\lambda = \frac{L_\lambda}{L_{bol}} = \frac{F_\lambda}{\sigma T_{eff}^4}$$

Toutes ces grandeurs physiques (et d'autres, plus discutables) ont été utilisées dans l'étude de l'activité stellaire. Il est en effet difficile de déterminer *a priori* quelle est la grandeur qui constitue le meilleur indicateur d'activité tant que nous ne connaissons pas les mécanismes physiques qui contribuent aux multiples étapes conduisant de la production d'énergie magnétique au chauffage des atmosphères stellaires. De plus, la théorie du processus dynamo n'apporte aucune contrainte permettant de faciliter ce choix. C'est pourquoi dans la plupart des études visant à mettre en évidence des relations entre niveau d'activité et efficacité du processus dynamo, le choix des grandeurs physiques à comparer est justifié *a posteriori* en fonction de la qualité de la relation obtenue. Ce choix peut paraître d'une importance toute relative tant qu'il s'agit de comparer des étoiles aux propriétés très similaires (M_* , R_* , T_{eff}). Dans ce cas, en effet, les différentes mesures d'activité (L_λ , F_λ , R_λ) sont équivalentes. Il en va tout autrement lorsque l'on compare des groupes stellaires aux propriétés extrêmement différentes (naines, systèmes RS CVn, étoiles T Tauri). Il est alors nécessaire d'opter pour une mesure d'activité indépendante de propriétés stellaires sans rapport direct avec le processus de chauffage non-radiatif. En d'autres termes, la mesure d'activité choisie ne doit pas implicitement contenir de paramètres relatifs à la photosphère stellaire. Dans le cas contraire, toute relation mise en évidence entre la mesure d'activité et le nombre de Rossby (ou la période de rotation stellaire), loin d'apporter la preuve de l'existence d'un processus dynamo dans les objets considérés, ne pourrait être que le reflet d'un lien —direct ou indirect— entre les propriétés stellaires et le nombre de Rossby. Une illustration de cette difficulté est fournie par la relation mise en évidence par Walter et Boywer (1981) entre R_X ($=L_X/L_{bol}$) et la période de rotation stellaire pour les systèmes RS CVn. La décroissance de R_X à mesure que P_{rot} augmente fut interprétée par ces auteurs comme la signature d'un chauffage coronal dû au processus dynamo. Une interprétation qui fut par la suite dénoncée par Rengarajan et Verma (1983) sur la base de l'existence d'une stricte corrélation entre L_{bol} et P_{rot} dans les systèmes RS CVn. Dans cette perspective, la relation trouvée par Walter et Boywer pouvait être le reflet de cette propriété des systèmes RS CVn, sans lien avec le processus dynamo. Plus généralement, l'utilisation de R_λ comme mesure d'activité semble particulièrement exposer à ce type d'interprétation malaisée, par le fait même que L_{bol} entre dans sa définition. En outre,

comme le soulignent Mangeney et Praderie (1984), il n'y a pas de raison de s'attendre, *a priori*, à l'existence d'un lien physique entre L_λ et L_{bol} , de sorte que la normalisation de la première à la seconde paraît discutable. L'utilisation de L_λ semble introduire des difficultés similaires, malgré une signification physique beaucoup plus claire puisque cette quantité représente l'énergie totale rayonnée dans le domaine de fréquence considéré. Bien que cette grandeur ait été utilisée avec succès dans la recherche de relations activité-rotation dans les naines (cf. §2.3), son aptitude à décrire convenablement le niveau d'activité d'autres groupes stellaires, situés hors de la séquence principale, n'apparaît pas clairement. Ainsi, aucune relation satisfaisante n'a pu être décelée entre la luminosité de diagnostics d'activité et R_o ou P_{rot} dans le cas des systèmes RS CVn. Cet échec résulte probablement de la contamination de cette mesure d'activité par une propriété purement photosphérique. En effet, l'expression de la luminosité d'un diagnostic d'activité contient implicitement R_*^2 et est, par là, susceptible d'accroître artificiellement le niveau d'activité des étoiles possédant les plus larges rayons stellaires. Cette conclusion est étayée par le fait que les mêmes systèmes RS CVn répondent à des relations strictes dès lors que l'on considère F_λ et non plus L_λ comme mesure d'activité (Basri *et al.* 1985, Basri 1986). C'est une des raisons pour lesquelles j'ai retenu F_λ comme mesure d'activité lors de la comparaison de différents groupes stellaires. Un argument supplémentaire et décisif en faveur de son utilisation, est fourni par les mesures de flux magnétiques effectuées par Saar et Linsky (1986) sur 20 naines de faibles masses : la méthode utilisée permet de déterminer indépendamment l'intensité du champ magnétique et la fraction de la surface stellaire, f , que celui-ci occupe. Il s'avère que la fraction de la surface stellaire couverte par la champ magnétique suit une corrélation inverse avec le nombre de Rossby alors que l'intensité du champ semble ne dépendre que des conditions régnant à la surface de l'étoile. Ainsi, à l'accroissement de l'efficacité du processus dynamo correspond une augmentation parallèle de la fraction de la surface stellaire f occupée par le champ magnétique et, en conséquence, un chauffage non-radiatif de l'atmosphère accru. La mesure d'activité stellaire devant être comparée à l'efficacité du processus dynamo doit donc refléter la fraction de la surface stellaire où se situe l'essentiel du flux magnétique. Et cela est précisément le fait de F_λ . En effet, par analogie avec la structure de l'atmosphère solaire, et comme le suggèrent les résultats obtenus dans le chapitre précédent, les pertes radiatives subies

par les atmosphères stellaires ne sont pas réparties uniformément au-dessus de la surface stellaire mais sont, au contraire, le fait de régions discrètes, analogues des régions actives solaires. En supposant qu'une telle région active occupe une aire S sur la surface stellaire, on aura :

$$F_{\lambda} = \frac{L_{\lambda}}{4\pi R_{*}^2} \sim \frac{S}{4\pi R_{*}^2} = f$$

Ainsi, F_{λ} reflète la fraction de la surface stellaire, ou plus exactement, la fraction de l'atmosphère stellaire occupée par les régions de pertes radiatives intenses.

En conclusion, j'ai choisi, dans cette étude, de quantifier le degré de chauffage des atmosphères stellaires par la mesure du flux émis à leur surface dans une intervalle de fréquences correspondant au diagnostic étudié. Et cela bien que sa détermination, à partir de la luminosité stellaire observée dans le même domaine de fréquence, nécessite une estimation du rayon stellaire, généralement entachée d'une grande incertitude dans le cas des étoiles T Tauri *. Ainsi, le flux stellaire dans le domaine X (F_X) caractérise le degré de chauffage des régions de hautes températures. De même, les flux stellaires mesurés aux longueurs d'onde des raies CaII K, MgII k et H_{α} seront le reflet de la quantité de pertes radiatives subies par des régions de moindre température. La détermination de ces quantités dans le cas des étoiles T Tauri est exposée plus bas (§3.2).

2.3 Relations activité-rotation dans les étoiles de type solaire

La première relation démontrée entre niveau d'activité et taux de rotation dans les naines fut le fruit des travaux menés par Kraft (1967). Skumanich (1972) la précisera

* La relation de Barnes-Evans (cf. Barnes *et al.* 1978) permet d'estimer l'angle solide sous-tendu par une étoile à partir de ses propriétés photométriques, et donc de calculer directement le flux rayonné à la surface de l'étoile à partir de la luminosité observée à la terre. Cette méthode repose entièrement sur l'établissement de relations empiriques entre certains indices de couleurs et un paramètre S_{ν} , dont la connaissance permet de calculer l'angle solide sous-tendu par l'étoile. Malheureusement, la dispersion des points de mesure autour de ces relations moyennes devient très importante pour les étoiles froides ($B - V \geq 1.3$). L'application de cette méthode à la détermination de leur rayon est donc hasardeuse. En outre, rien ne permet de supposer que les étoiles T Tauri obéissent à ces relations établies pour les naines.

ensuite pour montrer que la vitesse de rotation et le niveau d'activité, mesuré par l'intensité des raies H et K de CaII, décroissent avec l'âge suivant la relation $t^{-1/2}$ pour les naines de type solaire. Même si aujourd'hui la forme exacte de cette dernière relation est l'enjeu de vifs débats (e.g. Hartmann *et al.* 1984b, Barry *et al.* 1984) la décroissance parallèle du taux de rotation et de l'activité chromosphérique des naines de faible masse au cours du temps ne semble pas mise en doute. Parallèlement, l'étude de l'activité de surface manifestée par le Soleil permettait à Leighton (1959) puis à Skumanich, Smythe et Frazier (1975) d'asseoir le rôle que joue le champ magnétique dans le chauffage de la chromosphère solaire. A partir d'observations répétées de régions calmes et actives de la surface solaire ces auteurs purent mettre en évidence l'étroite corrélation spatiale existant entre champs magnétiques et régions d'intense émission chromosphérique. Ce résultat fut par la suite généralisé aux couches supérieures de l'atmosphère solaire, les régions d'émission X les plus intenses de la couronne étant associées au sommet de boucles magnétiques (e.g. Zwaan 1981).

Ce n'est pourtant qu'au début des années 80 que la recherche de relations entre activité et rotation devait atteindre sa pleine maturité. La première relation statistique d'importance fut mise en évidence par Pallavicini *et al.* (1981) dans les naines de types spectraux tardifs. A l'aide du catalogue de flux stellaires dans le domaine X établi par Vaiana *et al.* (1981), Pallavicini *et al.* démontrèrent que la luminosité dans le domaine X des naines de types spectraux G, K et M est liée à leur vitesse de rotation par la relation :

$$\underline{L_X \sim (v \sin i)^2}$$

Cette corrélation venait ainsi étayer l'hypothèse d'un chauffage coronal d'origine magnétique résultant d'un processus dynamo à l'œuvre dans les couches convectives de ces étoiles. Pallavicini *et al.* étendirent leur conclusion aux systèmes RS CVn qui, considérés en tant que groupe stellaire, se situent approximativement sur la relation vérifiée par les naines. La généralisation de ce résultat aux couches atmosphériques de moindres températures fut apportée, sous une forme quelque peu différente, par Catalano et Marilli (1983) et Marilli et Catalano (1984). Utilisant un échantillon de naines de types spectraux F, G, K et M, ces auteurs mirent en évidence l'existence d'une anti-corrélation entre la luminosité stellaire mesurée dans différents diagnostics d'activité et la période de rotation stellaire. Les niveaux d'activité chromosphérique (L_{CaIIK}), de la région de transition (L_{CIV}) et

coronal (L_X) semblent suivre une décroissance exponentielle avec la période de rotation. Ils obtinrent les relations :

$$L_{CaIIK} \sim 10^{-P/27}$$

$$L_{CIV} \sim 10^{-P/23}$$

$$L_X \sim 10^{-P/10.5}$$

et en déduisirent incidemment des relations de proportionnalité pour la luminosité stellaire mesurée dans les différents diagnostics d'activité :

$$L_{CIV} \sim L_{CaIIK}^{1.2}$$

$$L_X \sim L_{CaIIK}^{2.6}$$

De nombreuses autres relations entre différents paramètres d'activité et taux de rotation stellaires furent proposées pour les naines de types spectraux tardifs, mais il serait fastidieux de les passer ici toutes en revue. Si certaines de ces relations diffèrent dans leur expression, toutes reflètent le même comportement qualitatif qui se résume à une décroissance du degré de chauffage atmosphérique à mesure que le taux de rotation stellaire diminue, un comportement qui s'intègre parfaitement dans l'hypothèse d'une activité régie par un processus dynamo.

L'interprétation physique de telles relations devint encore plus convaincante lorsque le nombre de Rossby, et non plus seulement le taux de rotation, put être utilisé comme mesure de l'efficacité du processus dynamo. Cela fut rendu possible par le développement de modèles d'enveloppes convectives reposant sur la théorie de la longueur de mélange et permettant d'estimer les temps caractéristiques de convection dans les naines (e.g. Gilman 1980, Meader 1981). Deux études importantes vinrent alors confirmer et généraliser les résultats précédemment obtenus. D'abord Mangeney et Praderie (1984) utilisèrent un nombre de Rossby effectif, R_o^* , pour rechercher une éventuelle corrélation entre la luminosité dans le domaine X et R_o^* dans les naines. La définition du nombre de Rossby effectif est proche de celle du nombre de Rossby défini plus haut :

$$R_o^* = \frac{1}{2} \frac{v_m}{\Omega L_c}$$

où v_m est la vitesse maximum des éléments convectifs, Ω la vitesse angulaire de rotation stellaire et L_c la profondeur de la zone convective. Le résultat surprenant fut la mise en évidence d'une relation unique entre ces deux quantités pour l'ensemble des naines de types spectraux O à M :

$$\underline{L_X \sim (R_o^*)^{-1.2}}$$

L'unicité de cette relation conduit les auteurs à suggérer qu'un mécanisme commun à toutes les naines est responsable de l'émergence de champs magnétiques et, par conséquent, du chauffage coronal. La portée de cette conclusion est modérée par le fait que d'autres mécanismes, non-magnétiques, sont généralement tenus pour responsables de l'émission X observée dans les naines massives. En particulier, la présence de chocs dans le vent de ces étoiles semble contribuer à leur rayonnement dans le domaine X. Parallèlement, Noyes *et al.* (1984) entreprirent d'étudier les relations pouvant exister entre le niveau d'activité chromosphérique manifesté par les naines de faibles masses et le nombre de Rossby. Ils choisirent pour cela de comparer l'intensité des raies H et K de CaII, mesurée par le paramètre R_{HK} ($=L_{HK}/L_{bol}$), au nombre de Rossby calculé à partir de la période de rotation stellaire et de modèles d'enveloppes convectives développés par Gilman (1980). La précision exceptionnelle des données utilisées dans cette étude a sans doute fortement contribué à la mise en évidence d'une relation étroite entre R_{HK} et R_o dans les naines de types spectraux F, G et K. D'une part, la période de rotation des objets étudiés est déterminée directement à partir des périodicités détectées dans leur courbe de lumière. D'autre part, l'observation systématique d'un grand nombre d'étoiles à l'aide d'un photomètre de faible bande passante centrée sur les raies CaII H et K (cf. Vaughan, Preston et Wilson 1978) permet d'obtenir une valeur de l'intensité de ces raies moyennée sur un long intervalle de temps. La relation obtenue entre R_{HK} et R_o fut encore améliorée, de manière quelque peu arbitraire, par une procédure itérative permettant de définir la dépendance du temps caractéristique de convection sur la masse stellaire, $\tau_c(B - V)$, qui conduisait à une dispersion minimale des points de mesure autour de la relation moyenne. La relation ainsi obtenue peut s'exprimer sous la forme :

$$R_{HK} \sim \exp(-0.9P_{rot}/\tau_c^{(2)})$$

dans laquelle $\tau_c^{(2)}(B - V)$ résulte de la procédure itérative utilisée. Une relation de qualité à peine inférieure fut obtenue dans la même étude entre le flux stellaire mesuré dans

les raies H et K de CaII (F_{HK}) et la période de rotation stellaire, un résultat qui ne fait qu'illustrer l'équivalence de ces différents paramètres tant qu'il s'agit d'établir des relations activité-rotation * pour un groupe d'étoiles ayant des propriétés similaires. A nouveau, la dépendance qualitative du niveau d'activité sur le nombre de Rossby révélée par cette étude s'intégrait parfaitement dans l'hypothèse d'un chauffage chromosphérique gouverné par le processus dynamo.

Finalement, deux études complémentaires vinrent généraliser les résultats obtenus par Mangeney et Praderie (1984) et par Noyes *et al.* (1984) sur les naines. D'une part, Hartmann *et al.* (1984a) rapportent une relation entre R_{hk} ($=L_{MgII}/L_{bol}$) et R_o , essentiellement similaire à celle trouvée entre R_{HK} et R_o par Noyes *et al.* (1984), un résultat peu surprenant si l'on considère que ces diagnostics d'activité reflètent tout deux les pertes radiatives subies par la seule chromosphère. D'autre part, Simon, Herbig et Boesgaard (1985) étendirent les résultats précédents à des diagnostics d'activité reflétant le chauffage de la région de transition des naines de types spectraux F7-G2. La relation qu'ils proposèrent entre R_{CIV} et R_o , bien qu'essentiellement similaire dans sa forme à celle existant entre R_{HK} et R_o , indique une dépendance accrue du chauffage de la région de transition sur R_o .

Parallèlement à l'étude de l'activité stellaire manifestée par les naines, de nombreux efforts furent orientés vers la mise en évidence de relations activité-rotation au sein d'autres groupes stellaires. Les systèmes RS CVn, manifestant une activité magnétique de surface intense, constituaient d'excellents candidats pour l'extension des résultats obtenus sur les naines à des objets situés hors de la séquence principale. Après plusieurs études controversées (voir le débat qui a opposé Walter et Boywer, 1981, à Rengarajan et Verma, 1983, et à Majer *et al.*, 1986), Basri *et al.* (1985) et Basri (1986) établirent, sans conteste possible, l'existence de relations au sein de cette classe d'objets entre différents diagnostics d'activité (chromosphériques — F_{MgII} — et de la région de transition — F_{CII} —) et le nombre de Rossby ou la période de rotation stellaire. Ces relations, également vérifiées par les naines, venaient confirmer la nature et l'origine identiques de l'activité manifestée

* Bien que les relations discutées dans la suite de cette étude fassent parfois intervenir le nombre de Rossby, et non la période de rotation stellaire, le terme générique "activité-rotation" est conservé pour qualifier ces relations.

par les étoiles de ces deux groupes stellaires.

Il était utile, avant de passer à l'étude des relations activité–rotation dans les étoiles T Tauri, de rappeler celles que vérifient les étoiles de type solaire. Quelque soit l'expression que peuvent revêtir ces relations, toutes démontrent la dépendance du niveau d'activité sur des paramètres stellaires pertinents du point de vue de l'effet dynamo. Si la théorie de l'effet dynamo laisse effectivement présager un tel comportement qualitatif, elle se montre en revanche incapable, à l'heure actuelle, de prévoir la forme fonctionnelle de la dépendance des diagnostics d'activité sur la période de rotation stellaire ou le nombre de Rossby . Ce sont donc les relations empiriquement déterminées pour les étoiles de type solaire (naines, systèmes RS CVn) qui en définiront la forme exacte, permettant ainsi leur comparaison aux relations suivies par les étoiles T Tauri.

3. Existence et limite du processus dynamo dans les étoiles T Tauri

3.1 Paramètres stellaires et nombre de Rossby

Les paramètres stellaires relatifs aux 36 étoiles T Tauri qui constituent l'échantillon représentatif de la classe utilisé dans cette étude sont donnés dans la Table 1. Lorsque les entrées qui y figurent proviennent de la littérature, la référence exacte en est donnée. La Table 1 contient les informations suivantes :

Colonne 1: nom de l'objet. Généralement standard, la désignation se réfère parfois directement à une étude ponctuelle. Ainsi le terme "ROX" signifie "Rho Ophiuchi X-ray source", désignation formulée par Montmerle *et al.* (1983) lors de leur étude du nuage sombre de ρ Ophiuchi dans le domaine X. De même, "WK" et "FK" font référence respectivement aux travaux de Walter et Kuhl (1981) et de Feigelson et Kriss (1981) menés avec le satellite *Einstein* dans la région de formation stellaire du Taureau. Finalement, la désignation "LH $_{\alpha}$ " renvoie au catalogue d'objets possédant un spectre d'émission établi par Heinze et Mendoza (1973). Les objets apparaissent par ordre d'ascension droite croissante.

Colonne 2: luminosité bolométrique normalisée à la luminosité bolométrique solaire sur une échelle logarithmique ($erg.s^{-1}$). La distribution d'énergie continue de certaines étoiles de l'échantillon fut construite à partir d'observations photométriques visuelles et IR généralement simultanées et couvrant le domaine spectral 0.36–3.6 μ . Une fois corrigée

de l'extinction sur la ligne de visée et extrapolée aux longueurs d'onde infinies suivant la méthode proposée par Cohen (1973), la distribution d'énergie est intégrée sur les fréquences pour obtenir la luminosité bolométrique. Les distances adoptées pour les différentes régions de formation stellaire sont : 160pc (Taureau, Auriga), 460pc (Orion), 170pc (Chameleon, Ophiuchus) et 125pc (Lupus).

Colonne 3: type spectral. Le type spectral est déterminé par comparaison du spectre de l'objet avec une grille de spectres de naines de types tardifs obtenus dans les mêmes conditions. L'erreur interne de cette détermination ne dépasse probablement pas une sous-classe spectrale. La température effective est déduite du type spectral par l'utilisation de la relation $Sp-T_{eff}$ proposée par Cohen et Kuhi (1979). À son tour, la température effective associée à la luminosité bolométrique permet d'obtenir une estimation du rayon stellaire.

Colonne 4: extinction visuelle sur la ligne de visée. A_V est calculée à l'aide de l'excès de couleur $E(V-R)$, en supposant une loi d'extinction standard ($R=3.05$, Van de Hulst n°15, 1949). L'excès de couleur est estimé à partir des magnitudes observées et des couleurs intrinsèques fournies par Johnson (1966) pour les naines.

Colonne 5: vitesse de rotation projetée sur la ligne de visée ($km.s^{-1}$). Les différentes méthodes utilisées pour la détermination de $vsini$ sont exposées en détail dans l'Appendice B (Bouvier *et al.* 1986).

Colonne 6: période de rotation stellaire (*jours*). P_{rot} est déterminée directement lorsque la courbe de lumière de l'étoile présente un comportement périodique. La méthode utilisée pour la détection de périodicités dans les courbes de lumière est décrite dans l'Appendice B.

Colonne 7: nombre de Rossby. Le calcul de R_o nécessite la connaissance de la période de rotation stellaire et du temps caractéristique de convection ($R_o = P_{rot}/\tau_c$). Lorsque la période de rotation n'a pu être directement mesurée, elle est calculée à partir de $vsini$ par :

$$P_{rot} = \frac{2\pi R_*}{\frac{4}{\pi} vsini}$$

où R_* est le rayon stellaire et $4/\pi$ est la correction statistique à appliquer sur $vsini$ pour tenir compte de l'inclinaison de l'axe de rotation sur la ligne de visée (Chandrasekhar et Münch 1950). L'estimation du temps caractéristique de convection est plus délicate. La forte variation de τ_c au cours de l'évolution stellaire interdit l'application aux étoiles T

Tauri des relations $\tau_c(B - V)$ établies pour les naines. Gilliland (1986) a publié récemment une étude permettant d'estimer τ_c lors des phases d'évolution pré-séquence principale. Pour cela, il a développé un code d'évolution stellaire pré-séquence principale pour des étoiles de masses comprises entre 0.5 et 3.2 M_\odot . A chaque stade évolutif, l'utilisation de la théorie de la longueur de mélange lui permet de déterminer les propriétés des couches convectives et d'en déduire la valeur de τ_c . Il fut ainsi en mesure de fournir une grille de valeurs pour τ_c en fonction de l'âge et de la masse stellaires. Ces deux paramètres sont estimés en portant les étoiles de l'échantillon dans un diagramme H-R et en comparant leur position à celle des isochrones et des chemins évolutifs proposés par Gilliland. La valeur de τ_c est ensuite déduite de la position de l'objet dans la grille de valeurs de τ_c en fonction de l'âge et de la masse stellaires. De nombreuses sources d'incertitude interviennent dans l'estimation de τ_c : les incertitudes, inhérentes à l'observation, sur la luminosité bolométrique et la température effective se répercutent sur la position de l'étoile dans le diagramme H-R. A ces incertitudes, s'ajoutent celles découlant du modèle d'évolution stellaire construit par Gilliland. En particulier, le fait que les opacités moléculaires ne soient pas introduites dans ce modèle affecte probablement le calcul des trajets évolutifs des étoiles les moins massives. La conjugaison de ces sources d'incertitudes concourt à une détermination de l'âge et de la masse de l'étoile peu précise. Or, peu après que l'étoile ait quitté son trajet d'Hayashi, τ_c devient une fonction extrêmement sensible de ces deux paramètres. Ainsi, une erreur modérée sur l'estimation de l'âge et de la masse de l'étoile peut avoir un effet désastreux sur la détermination de τ_c . C'est pourquoi, le cas échéant, il fallut renoncer à déterminer le nombre Rossby de certaines étoiles de l'échantillon. Dans tous les autres cas, l'erreur interne affectant sa détermination a été estimée.

La comparaison des étoiles T Tauri à d'autres groupes stellaires (naines, systèmes RS CVn) demande à ce que les nombres de Rossby relatifs à ces différentes classes d'étoiles soient calculés de manière cohérente. Le modèle d'évolution stellaire développé par Gilliland (1986) couvre les phases précoces d'évolution et s'étend jusqu'à la séquence principale. Ainsi, la cohérence interne des τ_c relatifs aux naines et aux étoiles pré-séquence principale calculés à l'aide de ce modèle est assurée. Notons que la relation $\tau_c(B - V)$ établie par Gilliland pour les naines diffère légèrement —0.3 dex en moyenne— de la relation $\tau_c(B - V)$ déduite itérativement par Noyes *et al.* (1984). Dans une étude antérieure, Gilliland (1985)

a suivi l'évolution de τ_c lors des phases post-séquence principale, permettant ainsi de calculer R_o pour les systèmes RS CVn. Là encore, le modèle d'évolution débute sur la séquence principale assurant la cohérence interne des τ_c calculés pour les systèmes RS CVn et pour les naines. Par contre, les relations $\tau_c(B - V)$ déduites pour les mêmes naines à partir des codes d'évolution pré- et post-séquence principale diffèrent. Ce désaccord provient d'une définition de τ_c légèrement différente d'une étude sur l'autre. Pour les naines, la relation $\tau_c(B - V)$ établie à l'aide du code d'évolution pré-séquence principale est ici adoptée. Par conséquent, toujours dans le souci d'assurer la validité de la comparaison des différents groupes stellaires, une correction fut apportée aux τ_c relatifs aux systèmes RS CVn. Cette correction est faible et constante, d'amplitude -0.17 dex*. Finalement, ces diverses corrections assurent la cohérence interne des nombres de Rossby calculés pour des groupes stellaires aux propriétés très différentes et permettent ainsi leur comparaison directe.

3.2 Mesure des diagnostics d'activité

Le flux émis à la surface des étoiles de l'échantillon dans différents diagnostics d'activité est donnée dans la Table 2. Tous les flux sont exprimés en $erg.s^{-1}.cm^{-2}$ sur une échelle logarithmique. La luminosité stellaire et le flux normalisé au flux bolométrique s'en déduisent à l'aide des paramètres stellaires fournis dans la Table 1. Lorsque des observations répétées ont été effectuées sur un objet, 2 valeurs sont portées dans la colonne correspondante. Ces deux valeurs reflètent non pas le degré d'incertitude entachant la mesure mais les variations intrinsèques mesurées lors d'observations successives. La Table 2 contient les informations suivantes :

Colonne 1: flux mesuré dans le domaine X. Toutes les données proviennent de la littérature. La luminosité stellaire dans le domaine X est obtenue par la conversion du nombre d'évènements enregistrés par le satellite *Einstein* en un flux de photons recus à la terre. Il est ensuite tenu compte de l'absorption du rayonnement X sur la ligne de visée et de la distance

* Basri (1986) fait état d'une correction supplémentaire devant être apportée aux τ_c relatifs aux systèmes RS CVn. Une calibration erronée de la relation B-V(T_{eff}) utilisée dans l'étude de Gilliland semble en effet être à la source d'une légère erreur dans l'estimation de τ_c . Cette correction a été prise en compte dans les τ_c utilisés ici.

de la région observée pour déduire la luminosité stellaire dans l'intervalle 0.2–4.0 KeV. Au dire des auteurs, l'erreur interne sur la luminosité X ainsi déterminée n'excède pas un facteur 2. Les observations répétées du nuage de ρ Ophiuchi (Montmerle *et al.* 1983) reflètent l'extrême variabilité des étoiles T Tauri à ces fréquences. Malheureusement, la plupart des études menées dans le domaine X sur différentes régions de formation stellaire n'ont fourni que des déterminations ponctuelles de la luminosité X. C'est pourquoi ces données ne sauraient être analysées que de façon statistique.

Colonne 2: flux mesuré dans la raie H_α . Le flux est déterminé à partir de la largeur équivalente de la raie, $EW(H_\alpha)$, et de la valeur du continu stellaire dans une région spectrale voisine. $EW(H_\alpha)$ provient soit de la littérature soit d'observations spectroscopiques menées à l'ESO, Chili. La valeur du continu stellaire est estimée à partir de la magnitude de l'objet dans la bande R_c du système photométrique de Cousins dont la longueur d'onde effective (6400 Å) est proche de celle de la raie H_α (6563 Å). Le flux émis à la surface de l'étoile dans la raie est alors calculée par :

$$F_{H_\alpha} = (d/R_*)^2 \cdot EW(H_\alpha) \cdot f_{6400}(m_{R_c}^0) \\ = (d/R_*)^2 \cdot EW(H_\alpha) \cdot f_{6400}(0.0) \cdot 10^{-\frac{m_{R_c} - 0.85A_V}{2.5}}$$

où d est la distance séparant l'objet de l'observateur, R_* le rayon stellaire, $f_{6400}(m_{R_c}^0)$ est le flux stellaire à 6400 Å reçu à la terre et corrigé de l'extinction, $f_{6400}(0.0)$ la même quantité pour une étoile de magnitude nulle et A_V l'extinction visuelle sur la ligne de visée. Une barre d'erreur de 20% semble constituer une estimation prudente de l'incertitude affectant la détermination de F_{H_α} .

Colonne 3: flux émis dans la raie K de CaII. Pour la plupart des étoiles de l'échantillon, cette quantité est déterminée à partir de spectres obtenus avec une résolution modérée (quelques Å) à l'ESO, Chili et à l'Observatoire de Haute-Provence. Le spectre de l'objet est tout d'abord calibré en flux absolu. Pour cela la magnitude de l'étoile observée dans la bande B du système photométrique de Cousins est utilisée pour calculer le flux stellaire à 4400Å reçu à la terre. Un facteur correctif est alors appliqué au spectrogramme afin d'amener la valeur du continu stellaire à 4400Å en coïncidence avec la détermination photométrique. Le flux total est ensuite intégré sous la raie K de CaII (f_K). Lorsque la composante en émission n'occupe que le cœur de la raie photosphérique, l'intégration est

effectuée entre les minima $K1$ situés de part et d'autre de la composante en émission. Le flux émis par unité de surface au niveau de l'étoile est ensuite calculé en tenant compte de l'extinction sur la ligne de visée par :

$$F_K = (d/R_*)^2 \cdot f_K \cdot 10^{0.58A_V}$$

où d est la distance séparant l'objet étudié de l'observateur, R_* le rayon stellaire, f_K le flux total reçu à la terre et A_V l'extinction visuelle sur la ligne de visée. A nouveau, une incertitude de l'ordre de 20% semble constituer une estimation raisonnable de l'erreur sur la mesure. Les valeurs tirées de la littérature ont été mesurées par une méthode analogue à celle utilisée ici ce qui assure la cohérence interne des flux portés dans cette colonne.

Colonne 4: flux émis dans la raie k de MgII. Toutes les valeurs portées dans cette colonne proviennent de la littérature et, en majeure partie, de l'étude menée par Calvet *et al.* (1985) avec le satellite *IUE*. Le flux total reçu à la terre est mesuré par l'intégration du flux observé sous le doublet de MgII (f_{hk}). La faible résolution employée lors des observations ne permettant pas de dissocier les raies h et k du doublet, les auteurs supposent que chaque composante contribue pour moitié au flux total. La valeur du flux directement observé à la terre est utilisée pour estimer le flux stellaire dans la raie k de MgII par :

$$F_k = (d/R_*)^2 \cdot (f_{hk}/2) \cdot 10^{0.8A_V}$$

où d est la distance séparant l'objet de l'observateur, R_* le rayon stellaire, f_{hk} est le flux total reçu à la terre dans le doublet de MgII et A_V l'extinction visuelle sur la ligne de visée. Calvet *et al.* (1985) estiment que l'erreur entachant la détermination du flux ne dépasse pas 15%. Exceptionnellement, et pour quelques objets, les valeurs du flux reçu à la terre données par Simon, Herbig et Boesgaard (1985) furent adoptées bien que ces auteurs aient soustrait un continu fictif au doublet avant de procéder à l'intégration. Le choix de la méthode employée pour mesurer le flux stellaire émis dans une raie spectrale est en effet bien moins décisif dans le cas de MgII que dans celui de CaII car le continu stellaire est beaucoup plus faible à 2800Å qu'il ne l'est à 3950Å pour ces étoiles froides. Ainsi, la cohérence interne des valeurs de F_k pour les étoiles de l'échantillon est assurée.

3.3 Provenance des échantillons d'étoiles de type solaire

Naines.

La compilation d'une abondante littérature permet d'obtenir un échantillon suffisamment étoffé (52 au total) de naines de types spectraux tardifs (F, G, K, M). Les flux stellaires émis dans divers domaines spectraux ont été calculés à partir d'éléments provenant principalement de Mangeney et Praderie (1984, F_X), Herbig (1985, F_{H_α}), Noyes *et al.* (1984, F_K) et Hartmann *et al.* (1984a, F_k). Les paramètres stellaires (T_{eff} , R_* , type spectral) sont, en majeure partie, tirés des mêmes sources. En outre, les données relatives aux naines apparaissant dans Basri (1986) ont également été mises à contribution. Les périodes de rotation stellaire proviennent pour la plupart de Noyes *et al.* (1984) et les nombres de Rossby ont été calculés à l'aide du modèle de Gilliland (1986). Certains désaccords apparaissent d'une étude à l'autre, en particulier en ce qui concerne les paramètres stellaires d'un même objet (type spectral, T_{eff} , R_*). Il est certain qu'une partie de l'incertitude affectant la position des naines dans les diagrammes présentés ci-dessous résulte de l'hétérogénéité des sources utilisées.

Systèmes RS CVn.

Toutes les données relatives aux systèmes RS CVn proviennent de Basri *et al.* (1985) et Basri (1986). L'échantillon utilisé contient 32 systèmes RS CVn représentatifs de la classe entière. Les composantes de ces systèmes binaires détachés sont généralement en rotation synchrone (P_{rot} s'échelonnant de 0.7 à 138 jours) et de types spectraux tardifs (G-K). Parmi les diagnostics d'activité utilisés ici (F_X , F_{H_α} , F_K , F_k) seuls F_X et F_k ont été mesurés pour les systèmes RS CVn. F_{H_α} et F_K furent donc déduits de F_k sachant que ces systèmes possèdent des atmosphères de type solaire (e.g. Walter *et al.* 1983). Les intensités des différents diagnostics d'activité dans les naines vérifient des relations très strictes qui reflètent leur structure atmosphérique (e.g. Ayres *et al.* 1981a, Orange 1986, voir également les figures 6 à 9). La validité de ces relations pour les systèmes RS CVn a été démontrée par Basri (1986) pour les diagnostics d'activité dont il disposait. Ces relations empiriques furent par conséquent appliquées aux systèmes RS CVn pour déduire :

$$F_K \simeq 0.7 F_k$$

$$F_{H_\alpha} \simeq 0.6 F_k$$

3.4 Diagrammes activité–rotation

a. Existence du processus dynamo dans les étoiles T Tauri :

Dans un premier temps, la signature du processus dynamo est recherchée à l'intérieur de la classe des étoiles T Tauri. Pour cela, seules les étoiles dont la période de rotation a été directement déterminée ont été retenues. Il est en effet nécessaire de réduire le plus possible les sources d'incertitudes qui pourraient masquer les relations recherchées entre niveau d'activité et période de rotation. Or, les périodes de rotation déduites de $v \sin i$ ne sont pas seulement entachées de l'incertitude liée à l'ignorance de l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation stellaire sur la ligne de visée mais souffrent également d'une détermination imprécise du rayon stellaire. Le sous-échantillon contient 21 étoiles dont les périodes de rotation s'échelonnent entre 2 et 8.5 jours. Ces étoiles possèdent des masses et des niveaux d'activité couvrant un large intervalle ($0.5 \leq M/M_{\odot} \leq 3.0$; $2.0 \leq EW(H_{\alpha}) \leq 54 \text{ \AA}$), et sont par conséquent représentatives de la classe entière. L'échantillon est placé dans les figures 1 et 2 où le flux stellaire mesuré dans le domaine X et celui mesuré dans la raie H_{α} ont été portés en fonction de la période de rotation stellaire. Seul $F_{H_{\alpha}}$ a été considéré ici pour mesurer les pertes radiatives subies par les régions atmosphériques de températures modérées, F_K et F_k n'étant connus que pour un trop faible nombre d'étoiles du sous-échantillon. Cette restriction n'affecte pas la portée des conclusions tirées plus bas car ces 3 diagnostics d'activité varient de façon corrélée dans les étoiles T Tauri (cf. §4.2) et sont donc équivalents pour la recherche de relations activité–rotation à l'intérieur de la classe. Les barres associées aux étoiles dans ces figures reflètent d'une part, l'incertitude affectant la détermination de P_{rot} , et d'autre part, les variations intrinsèques de flux enregistrées à ces longueurs d'onde au cours d'observations successives. En cas d'observations répétées, la position du point correspondant à l'étoile dans la figure 1 reflète la moyenne temporelle du flux mesuré. Les limites supérieures portées dans la figure 1 pour le flux observé dans le domaine X correspondent à quelques étoiles qui, à certaines époques, se situaient en-deçà du seuil de détection ($L_X \leq 10^{29.4} \text{ erg.s}^{-1}$). Pour ne pas nuire à la clarté des figures, seules les étoiles T Tauri ont été portées dans les figures 1a et 2a. Pour ensuite permettre la comparaison qualitative du comportement des étoiles T Tauri à celui des étoiles de type solaire, ces différentes classes d'objets ont été regroupées dans les figures 1b et 2b. Les relations définies par les étoiles de type solaire constituent alors la signature d'un

chauffage atmosphérique résultant du processus dynamo.

Malgré une forte dispersion, qui doit être imputée aux variations intrinsèques du flux plutôt qu'aux incertitudes entachant les mesures, le comportement des étoiles T Tauri dans la figure 1a est celui que l'on attend dans l'hypothèse où le chauffage des régions de hautes températures ($T \simeq 10^7$ K) est le fruit d'un processus dynamo : lorsque la période de rotation augmente, passant de 2.5 à 8.5 jours, les pertes radiatives dans le domaine X diminuent d'environ $10^{7.5}$ à $10^{6.5}$ $\text{erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. En outre, la forme de la relation suivie par les étoiles T Tauri est similaire à celle des relations que vérifient les étoiles de type solaire (fig.1b). La comparaison des pentes des relations suivies par les étoiles T Tauri, les systèmes RS CVn qui présentent un niveau d'activité comparable, et les naines suggère l'identité des mécanismes de chauffage des régions d'émission dans ces 3 groupes stellaires.

Les figures 2a et 2b conduisent à une conclusion opposée : les pertes radiatives mesurées dans la raie H_α ne suivent pas la relation attendue dans le cadre de l'effet dynamo. Au contraire, la figure 2a suggère que les pertes radiatives augmentent parallèlement à la période de rotation stellaire. Ce comportement apparaît plus nettement lorsque l'on isole, à l'intérieur de l'échantillon porté dans la figure 2a, les étoiles qui partagent une position comparable dans le diagramme H-R. C'est le cas pour les étoiles les moins massives ($M \leq 1.25 M_\odot$) qui se concentrent autour du chemin d'évolution correspondant à $0.8 M_\odot$ (cf. figure 10). La corrélation entre F_{H_α} et P_{rot} apparaît clairement pour ce groupe d'étoiles. Le comportement distinct des étoiles T Tauri de différentes masses dans la figure 2a suggère que le processus de chauffage qui supplé l'effet dynamo dépend de la masse stellaire (cf. §4.4). L'accroissement parallèle de F_{H_α} et de P_{rot} peut être interprété comme le résultat d'un processus de freinage magnétique subi par les étoiles T Tauri au cours de leur évolution. Ce mécanisme a été proposé par Schatzman (1962) pour expliquer les faibles taux de rotation des naines peu massives ($M \leq 1.25 M_\odot$) contrastant avec les vitesses de rotation élevées des naines chaudes : en présence de champ magnétique, la matière éjectée à la surface de l'étoile est canalisée le long des lignes de champ jusqu'à une distance égale au rayon d'Alfvén, c'est-à-dire que le vent stellaire est en co-rotation avec l'étoile jusqu'à une distance très supérieure au rayon stellaire (30 R_\odot dans le cas du Soleil) conduisant ainsi à un large transfert de moment angulaire de l'étoile au milieu circumstellaire. Les étoiles possédant de larges zones convectives peuvent être ainsi efficacement freinées, alors

que les étoiles massives ne subiront qu'une faible perte de moment angulaire durant leur évolution vers la séquence principale. Ce processus de freinage magnétique sera d'autant plus efficace que le taux de perte de masse est élevé. Dans la mesure où F_{H_α} reflète le taux de perte de masse des étoiles T Tauri, on s'attend à ce que les étoiles qui présentent le flux H_α le plus intense soient celles qui subissent le freinage magnétique le plus efficace et possèdent, par conséquent, des périodes de rotation plus longues. Une alternative à cette interprétation consiste à considérer la quantité de pertes radiatives mesurées dans la raie H_α non plus comme la cause mais comme la conséquence du taux de rotation : si F_{H_α} reflète la densité du milieu circumstellaire, la corrélation observée peut s'interpréter comme le résultat de la dissipation d'un milieu circumstellaire dense, d'autant plus rapide que le taux de rotation est élevé.

Finalement, la recherche de relations activité-rotation à l'intérieur de la classe des étoiles T Tauri permet dès maintenant de définir le domaine d'application de l'analogie solaire à ces étoiles : l'activité qu'elles manifestent dans le domaine X suggère un processus chauffage similaire à celui qui est en œuvre dans l'atmosphère solaire ; par contre, les pertes radiatives subies par les régions de températures modérées relèvent, au moins en partie, de processus de chauffage propres aux étoiles T Tauri. Ces mêmes conclusions seront atteintes dans le paragraphe suivant où l'équilibre énergétique de l'atmosphère des étoiles T Tauri est établi empiriquement à l'aide des relations activité-rotation vérifiées par les naines.

b. Bilan énergétique :

L'échantillon complet d'étoiles T Tauri est ici considéré. Il ne s'agit plus en effet de déceler d'éventuelles relations à l'intérieur de la classe mais de comparer quantitativement la position moyenne de ces étoiles à celle des étoiles de type solaire dans des diagrammes activité-rotation. Le nombre de Rossby est par conséquent utilisé pour mesurer l'efficacité du processus dynamo. Les échantillons de naines, de systèmes RS CVn et d'étoiles T Tauri sont placés dans les figures 3 à 5 où différents diagnostics d'activité ont été portés en fonction du nombre de Rossby : le flux émis dans le domaine X (F_X , Fig.3), celui mesuré dans les raies H_α (F_{H_α} , Fig.4) et CaII K (F_K , Fig.5). Dans chacune de ces figures, les barres associées aux étoiles T Tauri reflètent, d'une part, une estimation de l'erreur interne affectant la détermination de R_o et, d'autre part, les variations de flux mesurées lors d'observations répétées.

Avant même d'aborder l'analyse détaillée de chacun de ces diagrammes, certaines constantes peuvent être dégagées. D'abord, les pertes radiatives mesurées dans les étoiles T Tauri sont, en général, bien supérieures à celles que subissent les naines. Ce constat illustre l'existence d'un chauffage atmosphérique souvent bien plus intense dans les étoiles T Tauri que dans les naines. Ensuite, les naines suivent, dans chacune de ces figures, une relation claire entre niveau d'activité et nombre de Rossby. Qualitativement, ces relations reflètent un moindre degré d'activité à mesure que R_o augmente c'est-à-dire lorsque l'efficacité du processus dynamo diminue. Quantitativement, la forme de ces relations est extrêmement similaire à celle des relations mises en évidence par Micela* (1984) entre L_X et R_o ($L_X \sim R_o^{-2}$) ou par Noyes *et al.* (1984) entre R_{HK} et R_o ($R_{HK} \sim \exp[-0.9 R_o]$). L'accroissement de la pente des relations vérifiées par les naines à mesure que l'on considère des diagnostics d'activité correspondant à des régions de plus hautes températures traduit simplement les corrélations existant entre les différents diagnostics d'activité pour les naines (cf. fig.6 à 9, §4.2). Finalement, les systèmes RS CVn vérifient, en les prolongeant, les mêmes relations activité-rotation que les naines. Cette constatation constitue un argument supplémentaire attestant de l'appartenance de ces systèmes aux étoiles de type solaire (Basri *et al.* 1985, Basri 1986). La dispersion des points autour des relations statistiques est plus élevée pour les systèmes RS CVn que pour les naines. Cela résulte, d'une part, de l'incertitude entachant la détermination des paramètres stellaires relatifs aux systèmes RS CVn, incertitude amplifiée par le fait que les relations univoques existant entre les différents paramètres stellaires des naines (luminosité, T_{eff} , B-V, R_*) ne s'appliquent pas aux systèmes RS CVn qui ont déjà quitté la séquence principale. D'autre part, le niveau d'activité de ces systèmes est fortement variable. Le fait que la dispersion augmente lorsque l'on passe d'un diagnostic d'activité chromosphérique ($F_{H\alpha}$ ou F_K) au diagnostic d'activité coronal (F_X) suggère que les variations temporelles du flux émis par ces objets sont en partie responsables de la dispersion observée.

La relation moyenne suivie à la fois par les naines et les systèmes RS CVn dans

* La relation mise en évidence par Mangeney et Praderie (1984) entre L_X et un nombre de Rossby effectif R_o^* ($L_X \sim (R_o^*)^{-1.2}$) pour l'ensemble de la séquence principale ne peut être aisément comparée à celle de Micela (1984) du fait des définitions différentes utilisées pour R_o et R_o^* .

chacune des figures présentées reflète la signature du processus dynamo. L'extrapolation de ces relations aux étoiles T Tauri permet donc d'estimer la quantité d'énergie qui leur est fournie par ce processus. La confrontation de cette estimation avec la quantité d'énergie effectivement rayonnée par l'atmosphère de ces étoiles permettra de délimiter la part que prend le processus dynamo dans leur activité. Dans la figure 3, où F_X est porté en fonction de R_o , la relation statistique suivie par les étoiles de type solaire apparaît clairement même si les points qui la définissent souffrent d'une grande dispersion. L'extrapolation de cette relation aux nombres de Rossby des étoiles T Tauri prévoit des pertes radiatives de l'ordre de $10^{7.5} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$ alors que les pertes radiatives effectivement observées se situent aux alentours de $10^{6.5} \text{ erg.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$. L'apparente déficience de l'émission X des étoiles T Tauri peut recevoir diverses interprétations discutées plus bas (cf. §4.3). Quoi qu'il en soit, leur position dans cette figure indique que le seul processus dynamo suffit à rendre compte du degré d'activité qu'elles manifestent dans le domaine X, confirmant ainsi la conclusion atteinte au paragraphe précédent. Dans les figures 4 et 5, les pertes radiatives subies par les régions atmosphériques de températures modérées sont portées en fonction de R_o . Dans ces 2 figures, les différents groupes stellaires reflètent essentiellement le même comportement : les naines et les systèmes RS CVn suivent une relation dont la forme change peu lorsque l'on passe de F_{H_α} à F_K^* . Cette similarité reflète une région de formation voisine pour les raies H_α et CaII K dans l'atmosphère des étoiles de type solaire. Une partie des étoiles T Tauri, celles dont le spectre d'émission est le plus faible, se situe sur —ou, parfois, sous— l'extrapolation de la relation activité–rotation des étoiles de type solaire. D'autres, au contraire, témoignent de pertes radiatives bien supérieures à celles qu'est susceptible d'engendrer le processus dynamo, l'excès de pertes radiatives pouvant atteindre près de 2 ordres de grandeur. L'intervalle que décrit l'intensité des pertes radiatives subies par les étoiles T Tauri dans ces deux diagnostics d'activité couvre plus de 2 décades. Une telle

* La relation activité–rotation que vérifient les naines pour F_K (Fig.5) est mieux définie que celle faisant intervenir F_{H_α} (Fig.4). Ce résultat est probablement artificiel : l'échantillon de naines utilisé dans la figure 4 ne recoupe que très partiellement celui porté dans la figure 5. Pour ce dernier échantillon, l'estimation des rayons stellaires provient en grande partie d'une source unique. A l'inverse, le rayon stellaire des naines de l'échantillon porté dans la figure 4 résulte de la compilation de plusieurs études.

dispersion ne peut résulter des incertitudes entachant la détermination des flux. De même, il est improbable qu'elle provienne de variations temporelles généralement de plus faible amplitude. Finalement, la comparaison des étoiles T Tauri avec les étoiles de type solaire confirme et affine la conclusion atteinte précédemment : les pertes radiatives subies par les régions atmosphériques de températures modérées sont, au moins en partie, le fruit de processus de chauffage spécifiques aux étoiles T Tauri. Cette conclusion n'exclut pas la participation du processus dynamo au chauffage de ces régions. Son rôle paraît certes négligeable dans les étoiles les plus actives. Il peut néanmoins être le principal responsable des pertes radiatives subies par les étoiles T Tauri dont le niveau d'activité est comparable à celui des étoiles de type solaire. Malheureusement, le nombre de ces étoiles est aujourd'hui trop faible pour permettre la recherche de relations activité-rotation en leur sein.

4. Discussion

4.1 Mode d'action de la dynamo

Bien que le processus dynamo rende compte de façon qualitative de certaines propriétés du magnétisme solaire, des désaccords subsistent lorsque des prédictions quantitatives sont établies à partir du modèle. Par exemple, la durée du cycle magnétique solaire calculée à partir du modèle est inférieure d'un ordre de grandeur à celle que l'on observe. En outre, la circulation méridienne des taches solaires dans une direction pôle-équateur ne peut être reproduite qu'en supposant que la vitesse angulaire de rotation augmente vers l'intérieur du Soleil. Or, les résultats apportés par le développement récent de l'héliosismologie, indiquent une vitesse angulaire essentiellement constante dans la zone convective solaire (Duvall *et al.* 1984). Il est également difficile de rendre compte des lois de polarité strictes auxquelles obéissent les régions actives si le champ magnétique est soumis aux mouvements convectifs aléatoires de la zone sub-photosphérique (van Ballegoijen, 1982). Certains désaccords entre la théorie et l'observation semblent pouvoir être réduits en supposant que le processus dynamo n'est pas uniformément distribué dans la zone convective mais est en œuvre seulement à sa base, ou même à l'interface entre zone convective et noyau radiatif (Golub *et al.* 1981, Galloway et Weiss 1981). Dans ces régions, le champ magnétique semble pouvoir être stocké sur des périodes de temps

compatibles avec la durée du cycle solaire et subir ainsi une amplification appréciable. Mais dans cette hypothèse, qu'advient-il des étoiles totalement convectives comme le sont les naines de type M tardif et les étoiles T Tauri de faible masse ? Dans ces objets, le processus dynamo devrait être beaucoup moins efficace que dans les étoiles partiellement radiatives puisqu'aucun mécanisme ne semble pouvoir empêcher l'ascension rapide des tubes de flux magnétique vers la surface (e.g. Parker 1975). Pourtant, les observations menées sur des naines de très faibles masses afin de tester cette hypothèse prêtent à controverse (Giampapa 1983, Rucinski 1984). Les résultats obtenus dans le paragraphe précédent indiquent l'existence du processus dynamo dans les étoiles T Tauri. Or, d'après les modèles d'évolution pré-séquence principale, la plupart des étoiles T Tauri situées sur leur trajet d'Hayashi sont totalement convectives. De même, l'étude menée au Chapitre II montre que des phénomènes magnétiques de surface affectent également les étoiles T Tauri complètement convectives et partiellement radiatives. En d'autres termes, les signes attendus d'une réduction de l'efficacité du processus dynamo dans les intérieurs complètement convectifs n'apparaissent pas clairement.

L'utilisation des systèmes RS CVn comme point de comparaison dans la recherche de relations activité-rotation pour les étoiles T Tauri soulève une difficulté liée au fait que ces systèmes sont binaires. Bien que détachées, les composantes de ces systèmes sont parfois très proches (par exemple, dans le système prototype de la classe, les composantes sont séparées d'environ $3 R_*$). La proximité immédiate d'un compagnon stellaire est susceptible de jouer un rôle perturbateur sur le niveau d'activité manifesté par le système (effet de marée, interaction de la haute atmosphère des deux composantes). Ainsi, Uchida (1986) suggère que les structures magnétiques des deux composantes interfèrent en donnant naissance à des arches magnétiques jetées entre les deux composantes. Ces larges ponts magnétiques, soumis à de fortes torsions, sont alors susceptibles d'accroître significativement le niveau d'activité coronale de ces systèmes. Suivant ce modèle, les systèmes qui possèdent les périodes de rotation les plus rapides étant les plus serrés, sont également ceux qui subissent la plus forte interaction. Aussi, la relation activité coronale-rotation suivie par les systèmes RS CVn ne refléterait-elle pas correctement le processus dynamo, mais en constituerait l'enveloppe supérieure. Pourtant, la forme identique des relations suivies par les systèmes RS CVn et les naines dans les différents diagrammes activité-

rotation présentés suggère que l'influence de la binarité sur le niveau d'activité reste très modérée. En outre, les diagnostics d'activité chromosphérique et coronale sont liés par la même relation dans les systèmes RS CVn et dans les naines (voir figures 8 et 9, §4.2). Par conséquent, il semble correct de considérer ces systèmes à l'égal d'étoiles isolées animées de taux de rotation élevés, seule manifestation évidente de leur binarité.

Finalement, la pertinence du nombre de Rossby pour décrire l'efficacité du processus dynamo dans les étoiles T Tauri pose problème. En effet, la définition simple du nombre de Rossby ($R_o = P_{rot}/\tau_c$) et, surtout, sa relation directe avec le nombre dynamo ($N_D = (R_o)^{-2}$) ne se justifient qu'au prix de certaines approximations. Parmi celles-ci figure l'hypothèse suivant laquelle le taux de rotation différentielle est fixé par la vitesse de rotation angulaire (e.g. Durney et Latour, 1978). Si cette hypothèse semble justifiée dans le cas des naines, autant par la théorie que par l'existence même de relations activité-rotation, elle est discutable dans le cas des étoiles T Tauri. Terebey *et al.* (1984) ont étudié le comportement d'une sphère de gaz en rotation initialement uniforme lors de sa contraction gravitationnelle. Cet état décrit celui qu'occupe une proto-étoile au tout premiers stades de son évolution *. Le modèle prévoit que, lors de la contraction, une partie de l'énergie gravitationnelle est stockée sous forme de rotation différentielle dans la proto-étoile. Plus tard, lorsque la proto-étoile est devenue partiellement convective, cette énergie peut être libérée par l'intermédiaire d'un processus dynamo violent. Les étoiles T Tauri aujourd'hui observables ont quitté les phases d'évolution décrites dans ce modèle. Malgré cela, il serait prématuré de supposer, en particulier pour les plus jeunes d'entre elles, qu'elles n'ont gardé aucune trace des processus qui étaient en œuvre à cette époque. Ainsi, il se peut que leur taux de rotation différentielle ne soit pas uniquement fixé par les conditions qui règnent dans leur intérieur comme cela semble être le cas pour les étoiles plus évoluées.

* La découverte récente, dans le nuage de ρ Ophiuchi, d'une structure gazeuse ressemblant fortement à ce que décrivent les modèles de formation stellaire semble confirmer leur validité (cf. Walker *et al.* 1986).

4.2 Structure atmosphérique

La structure des atmosphères stellaires peut être sondée en étudiant l'intensité des pertes radiatives subies par différents niveaux atmosphériques. Dans l'atmosphère solaire, les régions d'émission intense sont spatialement associées à la structure du champ magnétique (Skumanich *et al.* 1975, Leighton 1959). Ainsi, depuis la basse chromosphère jusqu'à la couronne, le champ magnétique assure entre les différentes couches atmosphériques un lien physique qui se reflète dans les relations empiriques existant entre les différents diagnostics d'activité. Ces relations constituent la signature même d'une atmosphère de type solaire (chromosphère-région de transition-couronne). Statistiquement, elles s'expriment par :

$$F_{cor} \sim (F_{tr})^{1.5} \sim (F_{chrom})^3$$

où F_{cor} mesure les pertes radiatives subies par les régions coronales (généralement F_X), F_{tr} celles provenant de la région de transition (F_{NV} , F_{CIV} , ...), et F_{chrom} les pertes radiatives chromosphériques (F_{CaII} , F_{MgII} , $F_{H\alpha}$, ...). Ces relations sont vérifiées par les naines et les géantes de faibles masses (e.g. Ayres *et al.* 1981a, Herbig 1985), par les systèmes RS CVn (Basri 1986), mais aussi par des objets plus exotiques tels que les systèmes en contact de type W Uma, les étoiles dKe et dMe et les étoiles de type FK Com (Orange 1986).

Les relations existant entre différents diagnostics d'activité pour les naines, les systèmes RS CVn et les étoiles T Tauri sont étudiées dans les figures 6 à 9. Les barres associées aux étoiles T Tauri reflètent le degré de variabilité intrinsèque enregistré dans ces diagnostics au cours d'observations répétées. Dans la figure 6, le flux stellaire observé dans la raie k de MgII (F_k) est porté en fonction de celui mesuré dans la raie K de CaII (F_K). Ces deux diagnostics, dans le cas des naines, se réfèrent à la seule chromosphère et sont, en conséquence, corrélés avec une pente unité. La relation suivie par les naines est approximativement :

$$F_k \simeq 1.5F_K$$

indiquant une contribution accrue de MgII par rapport à CaII dans le refroidissement radiatif de la chromosphère. C'est cette relation empirique qui fut appliquée aux systèmes RS CVn pour déduire F_K à partir de F_k . Aussi, ces objets n'apparaissent-ils pas dans la figure. Une corrélation de forme comparable semble décrire correctement le comportement des étoiles T Tauri avec, toutefois, 2 différences notables : d'une part, la dispersion des

points est plus importante pour ces étoiles que pour les naines et, d'autre part, les pertes radiatives mesurées dans la raie CaII K sont légèrement supérieures à celles observées dans la raie MgII k, un comportement opposé à celui manifesté par les naines. Que la dispersion des points soit accrue se conçoit aisément lorsque l'on tient compte, d'une part, de la variabilité intrinsèque des étoiles T Tauri à ces longueurs d'onde et, d'autre part, des diverses sources d'incertitudes, en particulier, celles qui affectent la détermination de l'extinction visuelle sur la ligne de visée. Par contre, il semble difficile d'attribuer aux mêmes causes l'excès de pertes radiatives mesuré dans la raie K de CaII. Il paraît beaucoup plus probable que la différence du rapport F_k/F_K entre les naines et les étoiles T Tauri résulte d'une contribution photosphérique au flux total mesuré dans la raie K. Cette contribution purement thermique est proportionnelle au rayon stellaire et, par conséquent, plus importante pour les étoiles T Tauri que pour les naines. En outre, elle sera plus faible à la longueur d'onde de MgII qu'à celle de CaII puisque l'intensité du continu stellaire y est moindre. Malgré cela, les variations parallèles de F_K et F_k dans les étoiles T Tauri suggèrent que les régions atmosphériques où se forment les doublets de CaII et de MgII répondent à la même source de chauffage et, par là, qu'elles sont probablement identiques.

Cette corrélation est bien moins claire dans la figure 7, où les pertes radiatives mesurées dans la raie H_α sont portées en fonction de celles observées dans la raie K de CaII. A nouveau, les naines présentent une corrélation de pente unité, avec une dispersion sensiblement plus élevée que dans la figure 6 et qui provient en partie du fait que la raie H_α , contrairement aux doublets de CaII et de MgII, est formée dans la partie supérieure de la chromosphère. Alors qu'une partie des étoiles T Tauri placées dans la figure semble suivre et prolonger la relation vérifiée par les naines, un autre groupe paraît dessiner une relation parallèle, mais présentant un excès d'émission dans la raie H_α par rapport au flux mesuré dans la raie CaII K. Ce second groupe est constitué, en majeure partie, d'étoiles appartenant à la région de formation stellaire de ρ Ophiuchi, alors que les étoiles du premier groupe appartiennent aux associations du Taureau et de Auriga. Or, le nuage de ρ Ophiuchi semble présenter des propriétés très différentes des autres régions de formation stellaire. D'une part, Vrba *et al.* (1975) rapportent une loi d'extinction "anormale" pour cette région ($A_V/E(B - V)=4.45$) et l'attribuent à la présence de larges grains. D'autre part, Wilking et Lada (1983) ont estimé que la densité stellaire dans le cœur du nuage

est de l'ordre de $250 \text{ à } 400 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$ alors que les régions les plus denses de l'association Taureau–Auriga n'atteignent que des densités de quelque $8 \text{ étoiles pc}^{-3}$. Ainsi, et bien que les étoiles T Tauri ne soient pas spatialement associées au cœur du nuage de ρ Ophiuchi, il n'est peut-être pas déraisonnable d'attribuer leur comportement discordant à l'influence d'un milieu circumstellaire particulier (ces étoiles n'apparaissent pas dans la figure 6, le flux qu'elles émettent dans le doublet de MgII n'ayant pas été mesuré). Si cette distinction est justifiée, on ne peut que constater la similarité des relations suivies, indépendamment, par les étoiles T Tauri appartenant aux différentes associations. A nouveau, les variations parallèles de $F_{H_{\alpha}}$ et de F_K suggèrent une source d'énergie commune pour le chauffage non-radiatif de leurs régions de formation. Dans le cas contraire, considérant l'échantillon complet d'étoiles T Tauri comme homogène et représentatif de l'ensemble de la classe, la forte dispersion des points autour de la relation moyenne révèle une structure atmosphérique différente de celles des naines. Il se peut alors que la région atmosphérique dans laquelle se forme la raie H_{α} soit partiellement découplée de celle qui est responsable de l'émission observée dans le doublet de CaII.

Finalement, les pertes radiatives mesurées dans le domaine X sont portées dans les figures 8 et 9 en fonction de celles observées dans les raies H_{α} et CaII K, respectivement. Dans ces figures, les naines et les systèmes RS CVn suivent une relation linéaire de pente comprise entre 2.5 et 3. Cette relation est très similaire à celles trouvées par Ayres *et al.* (1981a), $R_X \sim (R_{hk})^3$, pour les naines et les géantes de type G, K et M, et par Marilli et Catalano (1983), $L_X \sim (L_K)^{2.6}$, pour des naines de faibles masses. Sur plus de 4 décades de flux dans le domaine X, les systèmes RS CVn suivent la même relation que les naines. Par contre, la plupart des étoiles T Tauri s'écartent totalement de la relation définie par les étoiles de type solaire : à mesure que l'intensité du spectre d'émission augmente, la contribution du rayonnement X aux pertes radiatives totales s'amenuise. Plus encore, le flux observé dans le domaine X semble varier de façon inversement corrélée avec celui mesuré dans les raies CaII K et H_{α} . L'inadéquation des étoiles T Tauri à la relation suivie par les étoiles de type solaire révèle une différence importante entre les structures atmosphériques de ces deux classes d'objets. Deux interprétations opposées peuvent être avancées pour expliquer l'apparente déficience de l'émission X des étoiles T Tauri. La première, connue sous l'appellation de “couronne étouffée”, et développée en

particulier par Gahm (1980) puis par Walter et Kuhl (1981), suppose qu'une enveloppe de gaz circumstellaire dense absorbe une grande partie du flux coronal émis à la surface de l'étoile. Ainsi, la position discordante des étoiles T Tauri dans les figures 8 et 9 résulterait de la sous-estimation des pertes radiatives réelles subies par la couronne. Une seconde interprétation consiste, au contraire, à considérer le flux mesuré comme l'exact reflet des pertes radiatives subies par les régions de températures coronales. En ce cas, le fait que les régions de températures modérées jouent un rôle prépondérant dans le refroidissement radiatif de l'atmosphère peut être imputé au développement d'un vent stellaire dense.

4.3 Comparaison avec les modèles théoriques

Gahm (1980) fut le premier à suggérer que le flux dans le domaine X émis à la surface des étoiles T Tauri est fortement absorbé dans une enveloppe de gaz circumstellaire. Cette hypothèse permet de préserver une certaine analogie entre la structure atmosphérique des étoiles T Tauri et celle des naines : les doublets de CaII et de MgII sont formés dans une chromosphère de faible étendue spatiale comme le suggère le modèle de "chromosphère profonde" développé par Cram (1979) et Calvet *et al.* (1984). La région d'émission coronale se situe également à proximité de la surface stellaire comme semblent l'indiquer les variations de flux rapides observées pour les étoiles T Tauri à ces fréquences (Feigelson et DeCampi 1981, Montmerle *et al.* 1983, Walter et Kuhl 1984). Cette atmosphère de type solaire est surmontée d'une région circumstellaire étendue de laquelle provient la majeure partie de l'émission mesurée dans la raie H_α dont l'intensité ne peut être expliquée par le modèle de "chromosphère profonde". L'existence d'une telle région circumstellaire étendue semble d'ailleurs attestée par l'analyse de profils de raies complexes observées dans le spectre de certaines étoiles T Tauri (e.g. Mundt 1984). Finalement, cette enveloppe circumstellaire étendue absorbe une large fraction du rayonnement émis dans le domaine X par des couches atmosphériques plus profondes ("couronne étouffée"), permettant ainsi d'expliquer l'apparente déficience du flux émis à ces fréquences. Walter et Kuhl (1981) firent leur cette interprétation, soulignant en outre l'existence d'une anticorrélation entre la luminosité dans le domaine X et la largeur équivalente de la raie H_α dans leur échantillon d'étoiles T Tauri. Cette interprétation apparemment satisfaisante ne fit pourtant pas l'unanimité. D'abord, parce qu'elle nécessite une hypothèse *ad hoc* sur le rapport grain/gaz dans l'enveloppe circumstellaire. En effet, certaines étoiles ne

subissant qu'une faible extinction visuelle sur la ligne de visée (e.g. DE Tau, $A_V=0.2$) n'en demeurent pas moins de piètres émetteurs dans le domaine X. Il faut donc supposer que l'enveloppe circumstellaire ne contient qu'une très faible proportion de grain, ouvrant ainsi l'accès à une forte colonne de densité de gaz accompagnée d'une faible extinction visuelle sur la ligne de visée (Gahm 1980, Cabrit et André 1984). Mais surtout, Imhoff et Giampapa (1982) remarquèrent, sur un échantillon contenant 8 étoiles T Tauri, que l'intensité des raies de forts potentiels d'excitation (NV, CIV) était d'autant plus faible que le spectre d'émission dans le domaine visible (HI, CaII, FeII) était intense. Et ce sont ces mêmes étoiles qui ne présentent, lorsqu'elle est détectable, qu'une très faible émission dans le domaine X. De manière comparable, Brown et Jordan (1983) décelèrent, à partir de l'analyse des spectres UV de 6 étoiles T Tauri, une décroissance de la mesure d'émission dans les raies CIV et NV, d'autant plus marquée que la densité du milieu circumstellaire est élevée. Il semble par conséquent, qu'à la disparition progressive du rayonnement X corresponde un réel affaiblissement de l'émission des régions atmosphériques portées à des températures de l'ordre de 10^5 K. Finalement, Gahm et Krautter (1982) ont recherché sans succès la présence des raies coronales [FeXIV] et [FeX] dans le spectre de 14 étoiles T Tauri. La portée de ces objections est toutefois limitée par le fait qu'aucune raie coronale n'a été détectée dans le spectre de systèmes RS CVn pour lesquels l'existence d'une couronne repose sur de nombreux indices. Il est possible, à partir des résultats obtenus plus haut, d'estimer l'absorption que devrait subir le rayonnement X des étoiles T Tauri dans le cadre du modèle de "couronne étouffée" : d'une part, ces étoiles suivent la même relation activité-rotation que les systèmes RS CVn dans le domaine X (fig.1). D'autre part, la comparaison quantitative de ces deux relations (fig.3) suggère que les étoiles T Tauri ont un flux dans le domaine X inférieur par un facteur 10 à celui des systèmes RS CVn ayant des nombres de Rossby similaires. Si cet écart est imputé à l'absorption du rayonnement X par une enveloppe circumstellaire, il indique une profondeur optique à 1 KeV de l'ordre de 2.5, soit une colonne de densité de gaz d'environ 10^{22} cm⁻². Cette estimation est proche de celle qu'atteignent Montmerle *et al.* (1983) à partir de l'analyse de spectres obtenus dans le domaine 0.2-4 KeV pour des sources X du nuage de ρ Ophiuchi ($N_H =$ quelques 10^{21} à 10^{22} cm⁻²). Pour un rapport grain/gaz standard, cette colonne de densité correspond à une extinction visuelle de 4.5 magnitudes. Il est à nouveau nécessaire, dans

cette hypothèse, de faire appel à une enveloppe circumstellaire dans laquelle la densité de poussière est déficiente par rapport à la densité de gaz.

L'hypothèse selon laquelle le flux mesuré dans le domaine X traduit un réel amoindrissement de la contribution des régions coronales à l'équilibre énergétique de l'atmosphère des étoiles T Tauri mérite d'être évoquée plus longuement. Une certaine analogie peut être perçue entre le faible niveau d'émission coronale manifesté par les étoiles T Tauri et la mise en évidence d'une "frontière coronale" dans le diagramme H-R pour les géantes et supergéantes de types spectraux tardifs. Cette "frontière coronale" semble scinder l'ensemble des géantes et des supergéantes froides en deux groupes bien distincts : d'une part, celles qui présentent un spectre d'émission UV analogue au spectre solaire et, d'autre part, celles, plus lumineuses et plus froides, dans le spectre desquelles les raies caractéristiques de la présence d'une région de transition (CII, CIV, NV,...) et, par inférence, d'une couronne, sont absentes (Linsky et Haisch 1979). Dès la mise en service du satellite *Einstein*, il fut possible de confirmer que les étoiles de ce dernier groupe ne se manifestent pas dans le domaine X (Ayres *et al.* 1981b, Haisch et Simon 1982). L'absence de couronne dans ces étoiles fut interprétée comme le résultat de l'apparition de vents stellaires denses : à l'exemple de ce que reflètent les trous coronaux solaires, il semble que le chauffage non-radiatif de l'atmosphère ne soit plus compensé par des pertes radiatives coronales mais par le développement d'un vent.

L'analogie entre la déficience d'émission X détectée pour les étoiles T Tauri et l'existence d'une "frontière coronale" dans le diagramme H-R s'inscrit pleinement dans la perspective du modèle de vent développé par Hartmann *et al.* (1982). Ce modèle théorique décrit les propriétés d'un vent poussé par ondes d'Alfven en calculant de manière cohérente sa structure thermique et dynamique. L'hypothèse sur laquelle repose l'application de ce modèle aux étoiles T Tauri consiste à supposer qu'un flux intense d'ondes d'Alfven ($\approx 10^{10}$ ergs.cm⁻².s⁻¹, soit du même ordre de grandeur que le flux bolométrique de ces étoiles) est fourni à la base du vent. Alors que la pression magnétique turbulente qui en résulte conduit le vent, une partie de l'énergie est dissipée dans le vent, assurant ainsi son chauffage. Dans le cadre de ce modèle, le taux de perte de masse est directement lié au flux d'ondes d'Alfven fourni à la base du vent ($\dot{M} \sim F_o^{2/3}$). Pour des flux d'ondes d'Alfven de l'ordre du flux bolométrique, il est ainsi possible de produire des taux de

pertes de masse de l'ordre de $10^{-8} M_{\odot} \text{an}^{-1}$. La température maximale atteinte par le vent est une fonction inverse du taux de perte de masse. Cela tient au fait que, lorsque la densité du milieu circumstellaire augmente, parallèlement au taux de perte de masse, le taux de pertes radiatives s'accroît plus rapidement que l'échauffement du gaz. Pour un flux d'ondes d'Alfven de $10^{10} \text{ erg.s}^{-1} \text{.cm}^{-2}$, la température maximale atteinte par le vent, à quelques rayons stellaires de la surface, est de l'ordre de 4.10^4 K . En d'autres termes, lorsque le flux magnétique fourni à la base du vent est suffisant, les pertes radiatives subies par l'atmosphère seront observées principalement dans des diagnostics d'activité de faible température d'excitation formés dans le vent. C'est, peut-être, ce transfert des pertes radiatives aux régions de moindres températures que reflète le comportement des étoiles T Tauri dans les figures 8 et 9 : si l'on tient $F_{H_{\alpha}}$ comme une mesure de la densité du milieu circumstellaire, on s'attend en effet dans le cadre du modèle proposé, à ce que l'émission dans le domaine X s'amenuise à mesure que l'intensité de ce diagnostic d'activité augmente. En outre, les corrélations notées entre l'intensité des raies H_{α} , CaII K et MgII k (figures 6 et 7) suggère que ces diagnostics sont, tout trois, formés en partie dans le vent. Néanmoins, la corrélation observée entre $F_{H_{\alpha}}$ et P_{rot} (fig.2) dans les étoiles T Tauri ne répond pas au comportement prévu par le modèle. En effet, si le flux d'ondes d'Alfven est le fruit d'un processus dynamo ($F_a \sim B_o^3$, où B_o est l'intensité du champ magnétique à la base du vent), la densité du vent stellaire devrait croître lorsque la période de rotation diminue. Il est possible que le désaccord observé résulte de certaines approximations adoptées par Hartmann *et al.* . D'une part, l'adoption de la symétrie sphérique pour décrire le développement du vent constitue une approximation nécessaire mais probablement trop schématique de la structure atmosphérique des étoiles T Tauri. D'autre part, Holzer *et al.* (1983) ont montré que l'utilisation d'une longueur de dissipation constante pour les ondes d'Alfven ($\lambda = R_*$ dans le modèle de Hartmann *et al.*) conduit à une estimation erronée du profil de température dans le vent.

4.4 Processus de chauffage non-radiatif

L'ensemble des résultats obtenus dans ce chapitre peuvent être interprétés dans le cadre de la coexistence à la surface des étoiles T Tauri d'une atmosphère de type solaire et d'une enveloppe circumstellaire dense : l'émission dans le domaine X provient de l'atmosphère de type solaire dont le chauffage est assuré par un processus dynamo,

et les raies d'émission de moindres potentiels d'excitation sont en partie formées dans l'enveloppe circumstellaire. Les propriétés spectrales des étoiles T Tauri (intensité du spectre d'émission, intensité du flux dans le domaine X) seront donc modulées par les contributions relatives de l'atmosphère de type solaire et de l'enveloppe circumstellaire aux pertes radiatives totales. La seule comparaison des étoiles T Tauri aux systèmes RS CVn permet de cerner les limites d'un chauffage d'origine magnétique pour l'enveloppe circumstellaire. En effet, les pertes radiatives subies par les régions atmosphériques de températures modérées ($T \leq 10^5$ K) sont généralement beaucoup plus intenses dans les étoiles T Tauri que dans les systèmes RS CVn alors que l'efficacité du processus dynamo y est comparable. Cette comparaison conforte l'existence d'une source d'énergie propre aux étoiles T Tauri, suppléant le processus dynamo et qui résulte probablement de l'interaction de l'étoile avec son environnement circumstellaire.

Pour concevoir l'influence qu'est susceptible d'exercer un milieu circumstellaire dense sur les propriétés de ces étoiles, il est profitable de remonter aux phases d'évolution pré-stellaire où cette influence apparaît le plus clairement (cf. Bertout 1986). Les phases précoces de l'évolution stellaire sont caractérisées par de violents processus de pertes de masse observés sous la forme de structures gazeuses associées à des sources infra-rouges ou mêmes à des étoiles T Tauri (e.g. Snell *et al.* 1985) et épousant une géométrie biconique. Les modèles théoriques de formation stellaire permettent aujourd'hui de percevoir l'origine de ces flots bipolaires. Ces modèles prévoient la formation d'un disque d'accrétion autour des proto-étoiles, résultat de la contraction d'un nuage initial animé d'un faible taux de rotation (Terebey *et al.* 1984). Lorsque la phase d'ignition du deutérium s'amorce, les mouvements de convection à l'intérieur de la proto-étoile interagissent avec sa rotation différentielle pour donner naissance à un violent processus dynamo (Shu 1986). A son tour, ce processus dynamo engendre un vent stellaire dense qui pourra s'échapper dans la direction présentant une moindre résistance à son développement c'est-à-dire dans la direction perpendiculaire au plan du disque d'accrétion. Le vent stellaire sera ainsi canalisé suivant la géométrie bipolaire qu'ont révélées les observations dans le domaine radio. L'environnement circumstellaire des étoiles T Tauri les plus jeunes est susceptible d'avoir retenu certaines des propriétés qui prévalaient aux phases d'évolution antérieures. Cette hypothèse est étayée par la mise en évidence de structures aplaties autour de certains

membres de la classe T Tauri (Grasdalen *et al.* 1984, Beckwith *et al.* 1986) considérées comme des preuves indirectes de la présence de disques circumstellaires (voir également Chapitre I, §4). En outre, Bertout (1986) a pu reproduire la distribution d'énergie continue d'étoiles T Tauri présentant des spectres d'émission intenses en développant un modèle faisant intervenir un disque d'accrétion autour de la photosphère stellaire : alors que cette dernière contribue généralement à l'énergie émise dans le domaine visible, la zone d'accrétion ($T \simeq$ quelques 10^4 K), proche de la photosphère, permet de reproduire l'excès UV présent dans la distribution d'énergie, et les régions extérieures du disque, plus froides ($T \leq 2500$ K), rendent compte de l'excès IR proche. Un tel disque d'accrétion est donc susceptible de suppléer le processus dynamo, en particulier parmi les étoiles T Tauri les plus jeunes, émergeant des phases d'évolution pré-stellaires, et les plus lumineuses, entourées de disques d'accrétion massifs (cf. Lynden-Bell et Pringle 1974). Cette hypothèse semble étayée par la position qu'occupent, dans un diagramme H-R, les étoiles T Tauri dont les pertes radiatives sont trop intenses pour pouvoir être le fruit d'un processus dynamo. Dans la figure 10, l'échantillon complet d'étoiles T Tauri est placé dans un diagramme H-R où la taille des cercles est proportionnelle aux pertes radiatives mesurées dans la raie H_α (F_{H_α}). Il apparaît clairement que ce sont les étoiles les plus massives ($M \geq 1.25 M_\odot$) qui manifestent les plus fortes pertes radiatives dans ce diagnostic d'activité. Les étoiles moins massives ($M \leq 1.25 M_\odot$) se concentrent autour du chemin d'évolution correspondant à $0.8 M_\odot$. Si ces chemins d'évolution sont corrects, les étoiles les moins lumineuses de ce sous-échantillon sont également les plus évoluées. Or, c'est bien dans la moitié inférieure du trajet d'Hayashi correspondant à $0.8 M_\odot$ que semblent se concentrer les étoiles présentant la plus faible émission dans la raie H_α . Toutefois, les diverses sources d'incertitude entachant la détermination de la luminosité bolométrique rendent très incertaine l'attribution d'un âge, même relatif, à des étoiles voisines dans le diagramme H-R. Le mérite principal de cette interprétation en termes de phénomènes d'accrétion à la surface de l'étoile est à la fois de rendre compte de la présence d'un environnement circumstellaire dense et de fournir une source d'énergie externe assurant son chauffage non-radiatif.

5. Conclusion

L'activité que manifestent les étoiles T Tauri semble pouvoir être décrite en faisant appel à deux sources d'énergie distinctes : l'une ne dépend que des propriétés internes des étoiles (taux de rotation, zone convective) et la seconde, au contraire, découle du statut évolutif particulier qui est l'apanage des étoiles T Tauri.

D'une part, l'activité de ces étoiles dans le domaine X est modulée par leur taux de rotation comme le prévoient les modèles de dynamos stellaires. En outre, la relation entre intensité de l'émission X et efficacité du processus dynamo à laquelle elles obéissent est extrêmement similaire à celle que l'on observe pour les étoiles de type solaire. Ainsi, dans ces différents groupes stellaires, les mêmes mécanismes physiques sont probablement à la source du chauffage non-radiatif des régions atmosphériques de hautes températures ($T \simeq 10^7$ K). Plus encore, l'établissement empirique de l'équilibre énergétique de l'atmosphère des étoiles T Tauri suggère que le seul processus dynamo est capable d'équilibrer la totalité des pertes radiatives subies par quelques étoiles dont l'activité de surface est comparable à celle des naines les plus actives. D'autre part, la plupart des membres de la classe disposent d'une source d'énergie supplémentaire qui conduit à un chauffage non-radiatif des régions de températures modérées ($T \leq 10^5$ K) bien supérieur à celui qu'est susceptible d'engendrer le processus dynamo. Eu égard au passé récent des étoiles T Tauri, la conversion d'énergie potentielle en énergie thermique par accrétion de matière circumstellaire à la surface de l'étoile semble constituer un candidat idéal pour suppléer, sans nécessairement l'exclure, le processus dynamo dans ces étoiles.

Cette interprétation suggère un scénario évolutif dans lequel le niveau d'activité des étoiles T Tauri résulte de la compétition entre l'influence de l'environnement circumstellaire dans lequel elles sont plongées et le développement d'une source d'énergie interne semblable à celle dont bénéficient de nombreuses étoiles de faibles masses. Les effets du milieu circumstellaire, qui confèrent aux étoiles T Tauri leur spécificité, se tariront inéluctablement au cours de leur évolution, jusqu'à totalement disparaître avant que les étoiles n'atteignent la séquence principale, époque à laquelle elles n'auront conservé que ces propriétés qui les apparentent aux naines.

Références

- Ayres T.R., Marstad N.C., Linsky J.L. : 1981a, *Astrophys. J.*, **247**, 545
- Ayres T.R., Linsky J.L., Vaiana G.S., Golub L., Rosner R. : 1981b, *Astrophys. J.*, **250**, 293
- van Ballegoijen A.A. : 1982, *Astron. Astrophys.*, **113**, 99
- Barnes T.G., Evans D.S., Moffet T.J. : 1978, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **183**, 285
- Barry D.C., Hege K., Cromwell R.H. : 1984, *Astrophys. J. Letters*, **277**, L65
- Basri G., Laurent R., Walter F.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **298**, 761
- Basri G. : 1986, *preprint*
- Beckwith S., Sargent A.I., Scoville N.Z., Masson C.R., Zuckerman B., Phillips T.G. : 1986, *preprint*
- Belvedere G. : 1985, *Solar Physics*, **100**, 363
- Bertout C. : 1986, Proc. of CNRS Workshop *Anisotropic Mass-loss and Accretion Phenomena in Stellar Systems*, La Palma, Novembre 1985, sous presse
- Blanco C. Catalano S., Marilli W., Rodono M. : 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 257
- Bodenheimer P. : 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 451
- Bouvier J., Bertout C., Benz W., Mayor M. : 1986, *Astron. Astrophys.*, **165**, 110 (Appendice B)
- Brown A., Jordan C. : 1983, IAU Coll. n°71, *Activity in Red-Dwarf Stars*, ed. P.B. Byrne et M. Rodono (Dordrecht : Reidel), p.509
- Cabrit S., André P. : 1984, *Flots moléculaires et enveloppes circumstellaires au voisinage des étoiles T Tauri*, Rapport de Stage, D.E.A. Physique Atomique et Moléculaire, p.47-51
- Calvet N., Basri G., Kuhl L.V. : 1984, *Astrophys. J.*, **277**, 725
- Calvet N., Basri G., Imhoff C.L., Giampapa M.S. : 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 575
- Catalano S., Marilli E. : 1983, *Astron. Astrophys.*, **121**, 190
- Chandrasekhar S., Münch G. : 1950, *Astrophys. J.*, **111**, 142
- Cohen M. : 1973, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **164**, 395
- Cohen M., Kuhl L.V. : 1979, *Astrophys. J. Supp. Series*, **41**, 743
- Cox J.P., Giuli R.T. : 1968, *Principles of Stellar Structure*, Vol.2, Gordon and Breach
- Cram L.E. : 1979, *Astrophys. J.*, **234**, 949

- Durney B.R., Latour J. : 1978, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **9**, 241
- Durney B.R., Robinson R.D. : 1982, *Astrophys. J.*, **253**, 290
- Duvall T.L., Dziembowski W.A., Goode P.R., Gough D.O., Harvey J.W., Leichbacher J.W. : 1984, *Nature*, **310**, 22
- Feigelson E.D., DeCampli W.M. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **243**, L89
- Feigelson E.D., Kriss G.A. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **248**, L35
- Gahm G.F. : 1980, *Astrophys. J. Letters*, **242**, L163
- Gahm G.F., Krautter J. : 1982, *Astron. Astrophys.*, **106**, 25
- Galloway D.J., Weiss N.O. : 1981, *Astrophys. J.*, **243**, 945
- Giampapa M.S. : 1983, IAU Symp. n°102, *Solar and Stellar Magnetic Fields: Origins and Coronal Effects*, ed. J.O. Stenflo, p.187
- Giampapa M.S., Calvet N., Imhoff C.L., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **251**, 113
- Gilliland R.L. : 1985, *Astrophys. J.*, **299**, 286
- Gilliland R.L. : 1986, *Astrophys. J.*, **300**, 339
- Gilman P.A. : 1980, *Stellar Turbulence*, ed. D. Gray et J.L. Linsky, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, p.19
- Gilman P.A. : 1983, *Astrophys. J.*, **53**, 243
- Golub L., Rosner R., Vaiana G.S., Weiss N.O. : 1981, *Astrophys. J.*, **243**, 309
- Grasdalen G.L., Strom S.E., Strom K.M., Capps R.W., Thompson D., Castelaz M. : 1984, *Astrophys. J. Letters*, **283**, L57
- Haisch B.M., Simon T. : 1982, *Astrophys. J.*, **263**, 252
- Hartmann L., Edwards S., Avrett E. : 1982, *Astrophys. J.*, **261**, 279
- Hartmann L., Baliunas S.L., Duncan D.K., Noyes R.W. : 1984a, *Astrophys. J.*, **279**, 778
- Hartmann L., Soderblom D.R., Noyes R.W., Burnham N., Vaughan A.H. : 1984b, *Astrophys. J.*, **276**, 254
- Heinze K.G., Mendoza V.E.E. : 1973, *Astrophys. J.*, **180**, 115
- Herbig G.H. : 1985, *Astrophys. J.*, **289**, 269
- Holzer T.E., Fla T., Leer E. : 1983, *Astrophys. J.*, **275**, 208
- Iben I. : 1965, *Astrophys. J.*, **141**, 993
- Imhoff C.L., Giampapa M.S. : 1982, *Advances in UV Astronomy: Four Years of IUE Research*, ed. Y. Kondo, J.M. Mead et R.D. Chapman (NASA CP 2338),

- Johnson H.L. : 1966, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **4**, 193
- Kraft R.P. : 1967, *Astrophys. J.*, **150**, 551
- Leighton R.B. : 1959, *Astrophys. J.*, **130**, 366
- Linsky J.L. : 1977, *The Solar Output and its Variations*, ed. O.R. White, Colorado Associated University Press, Boulder, p.477
- Linsky J.L., Haisch B.M. : 1979, *Astrophys. J. Letters*, **229**, L27
- Linsky J.L., Ayres T.R. : 1978, *Astrophys. J.*, **220**, 619
- Lynden-Bell D., Pringle J.E. : 1974, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **168**, 603
- Mangenev A. : 1986, *Highlights of Astronomy*, ed. J.P. Swings, Vol.7, p.399
- Mangenev A., Praderie F. : 1984, *Astron. Astrophys.*, **130**, 143
- Marilli E., Catalano S. : 1984, *Astron. Astrophys.*, **133**, 57
- Meader A. : 1981, cité par Mangenev et Praderie, 1984
- Micela 1984 : *communication personnelle*
- Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 182
- Mundt R. : 1984, *Astrophys. J.*, **280**, 749
- Noyes R.W., Hartmann L.W., Baliunas S.L., Duncan D.K., Vaughan A.H. : 1984, *Astrophys. J.*, **279**, 763
- Orange B.J. : 1986, *Astron. Astrophys.*, **154**, 185
- Pallavicini R., Golub L., Rosner R., Vaiana G.S., Ayres T., Linsky J.L. : 1981, *Astrophys. J.*, **248**, 279
- Parker E.N. : 1955, *Astrophys. J.*, **122**, 293
- Parker E.N. : 1975, *Astrophys. J.*, **193**, 205
- Rengarajan T.N., Verma R.P. : 1983, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **203**, 1035
- Ribes E., Mein P., Mangenev A. : 1985, *Nature*, sous presse
- Rucinski S.M. : 1984 *Astron. Astrophys. Letters*, **132**, L9
- Saar S.H., Linsky J.L. : 1986, *preprint*
- Schatzman E. 1962 : *Annales d'Ap.*, **25**, 18
- Shu F.H. : 1986, *preprint*
- Simon T., Herbig G.H., Boesgaard A.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 551

- Skumanich A. : 1972, *Astrophys. J.*, **171**, 565
- Skumanich A., Smythe C., Frazier E.N. : 1975, *Astrophys. J.*, **200**, 747
- Snell R.L., Bally J., Strom S.E., Strom K.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **290**, 587
- Taam R. : 1977, cité par Cohen M. et Kuhi L.V., 1979
- Terebey S., Shu F.H., Cassen P. : 1984, *Astrophys. J.*, **286**, 529
- Uchida Y. : 1986, *Astrophys. and Space Science*, **118**, 127
- Vaiana G.S. et al. 1981 : *Astrophys. J.*, **245**, 163
- van de Hulst H.C. : 1949, *Rech. Astron. Obs. Utrecht*, **11**, Part 2
- Vaughan A.H., Preston G.W., Wilson O.C. : 1978, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **90**, 267
- Vrba F.J., Strom K.M., Strom S.E., Grasdalen G.L. : 1975, *Astrophys. J.*, **197**, 77
- Walker C.K., Lada C.J., Young E.T., Maloney P.R., Wilking B.A. : 1986 *Astrophys. J. Letters*, **309**, L47
- Walter F.M., Boywer S.C. : 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 671
- Walter F.M., Kuhi L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 254
- Walter F.M., Kuhi L.V. : 1984, *Astrophys. J.*, **284**, 194
- Walter F.M., Gibson D.M., Basri G.S. : 1983, *Astrophys. J.*, **267**, 665
- Wilking B.A., Lada C.J. : 1983, *Astrophys. J.*, **274**, 698
- Zwaan C. : 1981, *The Sun as a Star*, ed. S. Jordan (NASA SP-450),p.163

Table 1

Paramètres stellaires.

Nom	L_{bol}/L_{\odot}	Sp	A_V	$vsini$	P_{rot}	$\log(\langle R_o \rangle)$
V410 Tau	0.42	K4	0.42	73.5 ± 10.5^g	1.95	-2.07
BP Tau	0.21^a	$K7^a$	0.55^a		7.6^j	-1.48
WK1	0.02	$K7^d$	1.30		5.6	-1.61
DE Tau	0.24^a	$M1^a$	0.20^a	$\leq 10^i$		
RY Tau	1.24^a	$K1^a$	1.88^a	$52.0 \pm 7.0^{g,h}$		-1.82
T Tau	1.45^a	$K1^a$	1.44^a	19.5 ± 2.5		-1.42
DF Tau	0.73^a	$M0.5^a$	1.90^a	21.6 ± 9.2	8.5	-1.43
DH Tau	-0.12^a	$M0^a$	1.01^a		7.0^o	-1.52
UX Tau A	0.28^a	$K2^a$	0.20^a	27.0 ± 2.0	2.7	-1.62
DK Tau	0.60^a	$K7^a$	1.18^a	11.5^i		-0.84
FK1	-0.22	$K7-M0^d$	0.16		3.7	-1.79
FK2	0.07	$K7-M0^d$	0.30	18.5 ± 4.2	3.75	-1.79
WK2	-0.15	$K7-M0^d$	0.16	29.1 ± 2.4	2.75	-1.92
CI Tau	0.22^a	$K7^a$	1.20^a	11.0^i		-1.38
AA Tau	0.14^a	$K7-M0^a$	0.93^a	11.0^i	8.2^o	-1.45
DN Tau	0.19	M0	0.40	8.1 ± 2.0	6.0	-1.58
DQ Tau	-0.03^a	$K7-M0^a$	0.52^a	21^i		-1.78
GM Aur	-0.03^a	$K7-M0^a$	0.14^a	13.9 ± 3.2		-1.59
SU Aur	1.25^a	$G2^a$	0.93^a	66.1 ± 15.8		-1.36
FK3	-0.10	$K7-M0^d$	0.99		7.0^k	-1.52
RW Aur	0.74^b	$K1^e$	0.37^b	19.5 ± 6.4^i	5^l	-1.51
CO Ori	1.68	$G5^a$	1.08^a	48.3 ± 15.8		
GW Ori	2.04	$G5^a$	0.82^a	43.0 ± 2.5	3.25	
SY Cha	-0.14	$M0^f$	0.00		6.1	-1.58
TW Cha	-0.16	$M0^f$	0.00	17.0 ± 5.0	$8.3^{m,n}$	-1.44
LH $_{\alpha}$ 332-20	0.58	$K2^f$	1.23	35.0 ± 5.0	2.3	-1.86
LH $_{\alpha}$ 332-17	1.14	$G2^f$	2.07	31.7 ± 8.0		
LH $_{\alpha}$ 332-21	0.87	$K0^f$	1.31	31.9 ± 6.4	4.4	-1.50
CoD-33 o 10685	0.69	$K2^f$	1.21	48.0 ± 6.6		-1.97
RY Lup	0.42	$K4^f$	0.00	25.0 ± 4.6	3.9	-1.76
ROX 3	-0.28	$M0^c$	0.38	6.7 ± 3.3		-1.39
ROX 6	0.58	$K6^c$	1.84	8.9 ± 4.3		-1.15
ROX 21	0.04	$M1^c$	0.49	21.0 ± 6.0	3.4	-1.82
ROX 29	0.55	$K6^c$	0.50	15.8 ± 1.5	6.4	-1.56
ROX 44	0.47	$K3^c$	1.16^a	16.6 ± 4.0		-1.58
ROX 47	0.34	$K7-M0^c$	2.30	8.5 ± 2.6		-1.20

Références :

- ^a Cohen M., Kuhl L.V. : 1979, *Astrophys. J. Supp. Series*, **41**, 743
- ^b Calvet N., Basri G., Imhoff C.L., Giampapa M.S. : 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 575
- ^c Bouvier J., Appenzeller I. : 1986, en préparation
- ^d Mundt R., Walter F.M., Feigelson E.D., Finkenzeller U., Herbig G.H., Odell A.P. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 575
- ^e Mundt R., Giampapa M.S. : 1982, *Astrophys. J.*, **256**, 156
- ^f Appenzeller I., Jankovics I., Krautter J. : 1983, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, **53**, 291
- ^g Vogel S.N., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 960
- ^h Herbig G.H. : 1957, *Astrophys. J.*, **125**, 612
- ⁱ Hartmann L., Hewett R., Stahler S., Mathieu R.D. : 1986, à paraître dans *Astrophys. J.*
- ^j Vrba F.J., Rydgren A.E., Zak D.S., Chugainov P.F., Shakhovskaya N.I. : 1984, *Bull. Astron. Am. Soc.*, **16**, 998
- ^k Rydgren A.E., Zak D.S., Vrba F.J., Chugainov P.F., Zajtseva G.V. : 1984, *Astron. J.*, **89**, 1015
- ^l Herbig G.H. : 1962, *Advance in Astron. Astrophys.*, **1**, 47
- ^m Kappelman N., Mauder H. : 1981, *ESO Messenger*, **23**, 18
- ⁿ Mauder H., Sosna F. : 1975, *Inf. Bull. Var. Stars*, n°1049
- ^o Rydgren A.E., Vrba F.J., Chugainov P.F., Shakhovskaya N.I. : 1985, *Bull. Astron. Am. Soc.*, **17**, 558

Table 2

Diagnostics d'activité.

Nom	F_X	F_{H_α}	F_{CaIIK}	F_{MgIIk}
V410 Tau		6.6 ^g	6.5	6.4 ^l
BP Tau	6.4 ^b	7.5 ^g	7.3–7.5 ^j	7.3 ^j
WK1	6.7 ^b	6.2 ^h	6.7–6.8 ^k	6.85 ^k
DE Tau		7.1 ^g	6.9 ^j	6.5 ^j
RY Tau	5.9 ^b	7.8 ^g	7.2 ^j	7.7–7.9 ^{j,l}
T Tau	6.0 ^e	7.8 ^g	7.1–8.1 ^j	7.7–7.8 ^{j,l}
DF Tau	5.7–5.8 ^{b,c}	7.5 ^g	7.0–7.9 ^j	7.8 ^j
DH Tau	6.7–7.0 ^e	7.5 ^g		
UX Tau A		7.1 ^g		
DK Tau		7.0 ^g		
FK1	7.0 ^d	6.4–6.6 ^{d,h}	6.2–6.3	6.0 ^k
FK2	7.0 ^d	6.1–6.2 ^{d,h}	6.1	6.1 ^k
WK2	6.8–6.9 ^{b,c}	6.3 ^h	6.1–6.3 ^k	6.0 ^k
CI Tau		7.7 ^g		
AA Tau	<5.8–6.7 ^{b,c}	7.4 ^g		
DN Tau	6.2–6.5 ^{b,c}	6.8 ^g	5.9–6.1	
DQ Tau		7.7 ^g		
GM Aur	6.3 ^e	8.0 ^g	7.2–7.4 ^j	6.7 ^j
SU Aur	6.4 ^e	7.2 ^g	6.8–7.6 ^j	7.1 ^j
FK3	6.7 ^d	6.2–6.6 ^{d,h}	6.5 ^k	
RW Aur		8.1 ^g	7.9–8.4 ^j	7.9 ^{j,l}
CO Ori			7.7 ^j	7.7 ^j
GW Ori	6.8 ^e	7.9 ^g	7.3–8.1	7.5–7.6 ^j
SY Cha	7.0 ^f	6.6–7.5		
TW Cha	6.8 ^f	7.0 ⁱ		
LH _{α} 332–20	7.3 ^f	8.1 ⁱ		
LH _{α} 332–17	6.2 ^f	7.9 ⁱ		
LH _{α} 332–21	6.5 ^f	8.2 ⁱ		7.9–8.2 ^{l,m}
CoD-33°10685		6.7–7.1		
RY Lup		6.8		
ROX 3	7.2–8.1 ^a	6.1–6.5	5.6–5.7	
ROX 6	<5.5–7.0 ^a	7.8–8.3	7.2	
ROX 21	<5.5–7.7 ^a	5.9–6.2	5.6–5.7	
ROX 29	6.9–7.3 ^a	6.7–7.3	6.0–6.2	
ROX 44	6.8–7.1 ^a	7.6–7.8	6.2–7.0	
ROX 47	7.0–7.4 ^a	6.8–7.0	6.0–6.2	

Références :

- ^a Montmerle T., Koch-Miramond L., Falgarone E., Grindlay J.E. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 182
- ^b Walter F.M., Kuhl L.V. : 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 254
- ^c Walter F.M., Kuhl L.V. : 1984, *Astrophys. J.*, **284**, 194
- ^d Feigelson E.D., Kriss G.A. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **248**, L35
- ^e Feigelson E.D., DeCampli W.M. : 1981, *Astrophys. J. Letters*, **243**, L89
- ^f Feigelson E.D., Kriss G.A. : 1985, en préparation
- ^g Cohen M., Kuhl L.V. : 1979, *Astrophys. J. Supp. Series*, **41**, 743
- ^h Mundt R., Walter F.M., Feigelson E.D., Finkenzeller U., Herbig G.H., Odell A.P. : 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 575
- ⁱ Appenzeller I., Jankovics I., Krautter J. : 1983, *Astron. Astrophys. Supp. Series*, **53**, 291
- ^j Calvet N., Basri G., Imhoff C.L., Giampapa M.S. : 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 575
- ^k Walter F.M. : 1986, *Astrophys. J.*, **306**, 573
- ^l Simon T., Herbig G.H., Boesgaard A.M. : 1985, *Astrophys. J.*, **293**, 551
- ^m Penston M.V., Lago M.T.V.T. : 1983, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **202**, 77

Figures :

Figure 1.

- a. Flux stellaire ($\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) mesuré dans le domaine X (0.2–4 KeV) porté en fonction de la période de rotation stellaire (*jours*) pour un échantillon d'étoiles T Tauri représentatif de la classe entière (voir texte). Seules les étoiles dont la période de rotation a pu être directement mesurée sont placées dans la figure.
- b. Flux stellaire mesuré dans le domaine X porté en fonction de la période de rotation stellaire pour les échantillons d'étoiles T Tauri (\circ), de naines (+) et de systèmes RS CVn (\bullet).

Figure 2.

- a. Flux stellaire mesuré dans la raie H_α ($\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) porté en fonction de la période de rotation stellaire (*jours*) pour les étoiles T Tauri dont la période de rotation a été mesurée directement sur leur courbe de lumière. L'échantillon a été scindé en 2 groupes suivant que la masse des étoiles est supérieure (\triangle) ou inférieure (\circ) à $1.25 M_\odot$ (voir texte).
- b. Flux stellaire mesuré dans la raie H_α porté en fonction de la période de rotation stellaire pour les échantillons d'étoiles T Tauri (\circ), de naines (+) et de systèmes RS CVn (\bullet).

Figure 3. Flux stellaire ($\text{ergs.s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$) mesuré dans le domaine X (0.2–4 KeV) porté en fonction du nombre de Rossby ($R_o = P_{rot}/\tau_c$).

Symboles : (\circ) : étoiles T Tauri, (\bullet) : systèmes RS CVn, (+) : naines de types spectraux F, G, K et M. Les barres associées aux étoiles T Tauri reflètent, en ordonnée, les variations intrinsèques de flux et, en abscisse, l'incertitude entachant la détermination du nombre de Rossby.

Figure 4. Flux stellaire mesuré dans la raie H_α porté en fonction du nombre de Rossby. Les symboles et leur signification sont identiques à ceux portés dans la Figure 3.

Figure 5. Flux stellaire mesuré dans la raie CaII K porté en fonction du nombre de Rossby. Les symboles et leur signification sont identiques à ceux portés dans la Figure 3.

Figure 6. Flux stellaire mesuré dans la raie MgII k porté en fonction du flux stellaire mesuré dans la raie CaII K.

Symboles : (o) : étoiles T Tauri, (+) : naines de types spectraux F, G, K et M. Les barres associées aux étoiles T Tauri reflètent, en abscisse et en ordonnée, les variations de flux intrinsèques enregistrées au cours d'observations répétées. Le segment représenté dans la partie inférieure droite de la figure correspond au vecteur de rougissement pour $A_V=1$ magnitude.

Figure 7. Flux stellaire mesuré dans la raie H_α porté en fonction du flux stellaire mesuré dans la raie CaII K. Les symboles et leur signification sont identiques à ceux portés dans la Figure 6. Le segment représenté dans la partie inférieure droite de la figure correspond au vecteur de rougissement pour $A_V=1$ magnitude.

Figure 8. Flux stellaire mesuré dans le domaine X porté en fonction du flux stellaire mesuré dans la raie H_α .

Symboles : (o) : étoiles T Tauri, (●) : systèmes RS CVn, (+) : naines de types spectraux F, G, K et M. Les barres associées aux étoiles T Tauri reflètent, en abscisse et en ordonnée, les variations de flux intrinsèques enregistrées au cours d'observations répétées.

Figure 9. Flux stellaire mesuré dans le domaine X porté en fonction du flux stellaire mesuré dans la raie CaII K. Les symboles et leur signification sont identiques à ceux portés dans la Figure 8.

Figure 10. Diagramme H-R pour l'échantillon complet d'étoiles T Tauri. Le diamètre des cercles est proportionnel au flux stellaire mesuré dans la raie H_α et décrit l'intervalle $10^6-10^{8.5}$ erg.s⁻¹.cm⁻² par pas de $10^{0.5}$ erg.s⁻¹.cm⁻². Les trajets d'évolution convectif-radiatifs, schématiquement représentés pour différentes masses stellaires, proviennent de Iben (1965), Taam (1977) et Bodenheimer (1965). La séquence principale se trouve approximativement à l'extrémité de ces trajets d'évolution.

Fig.1a

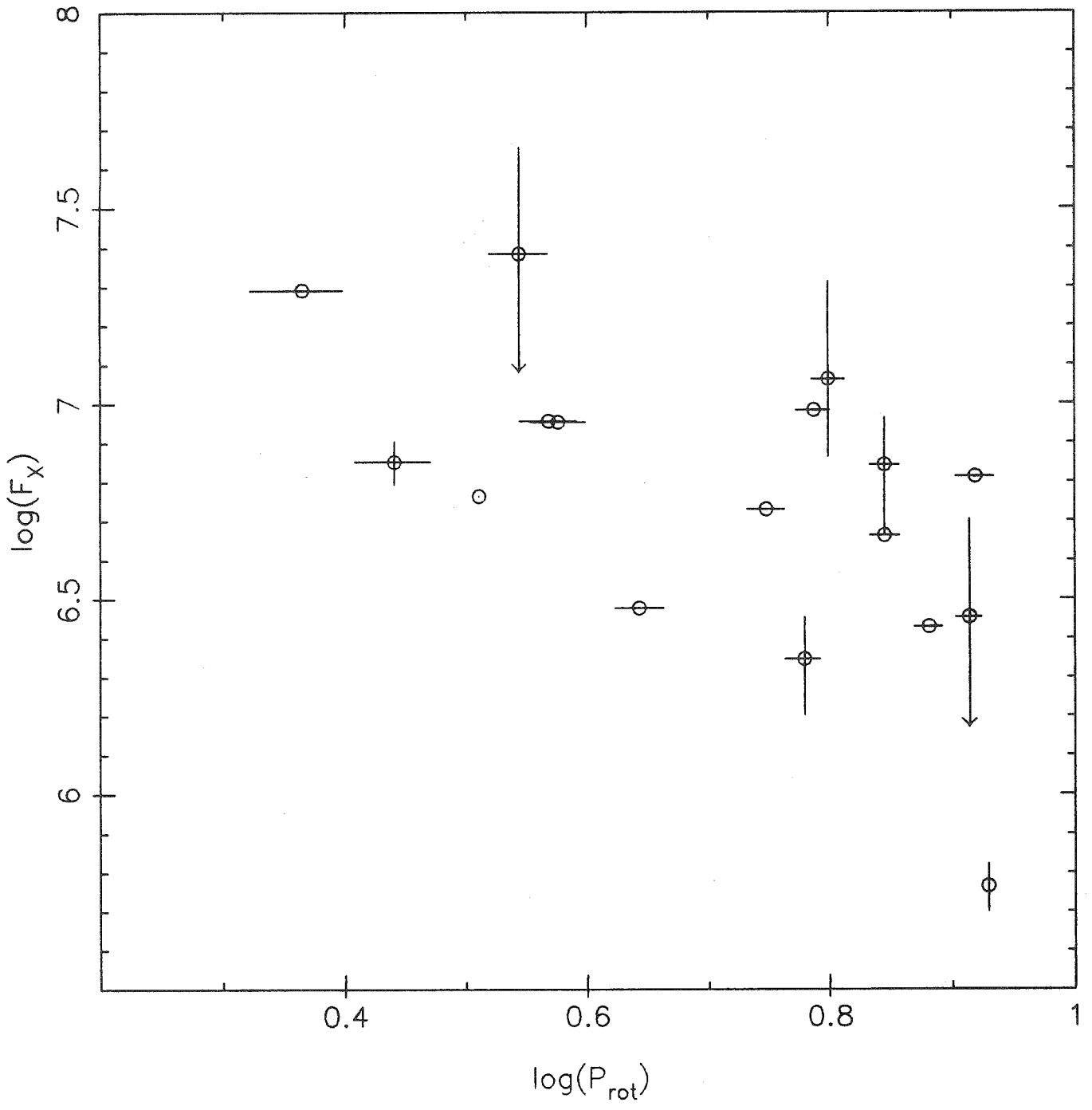


Fig.1b

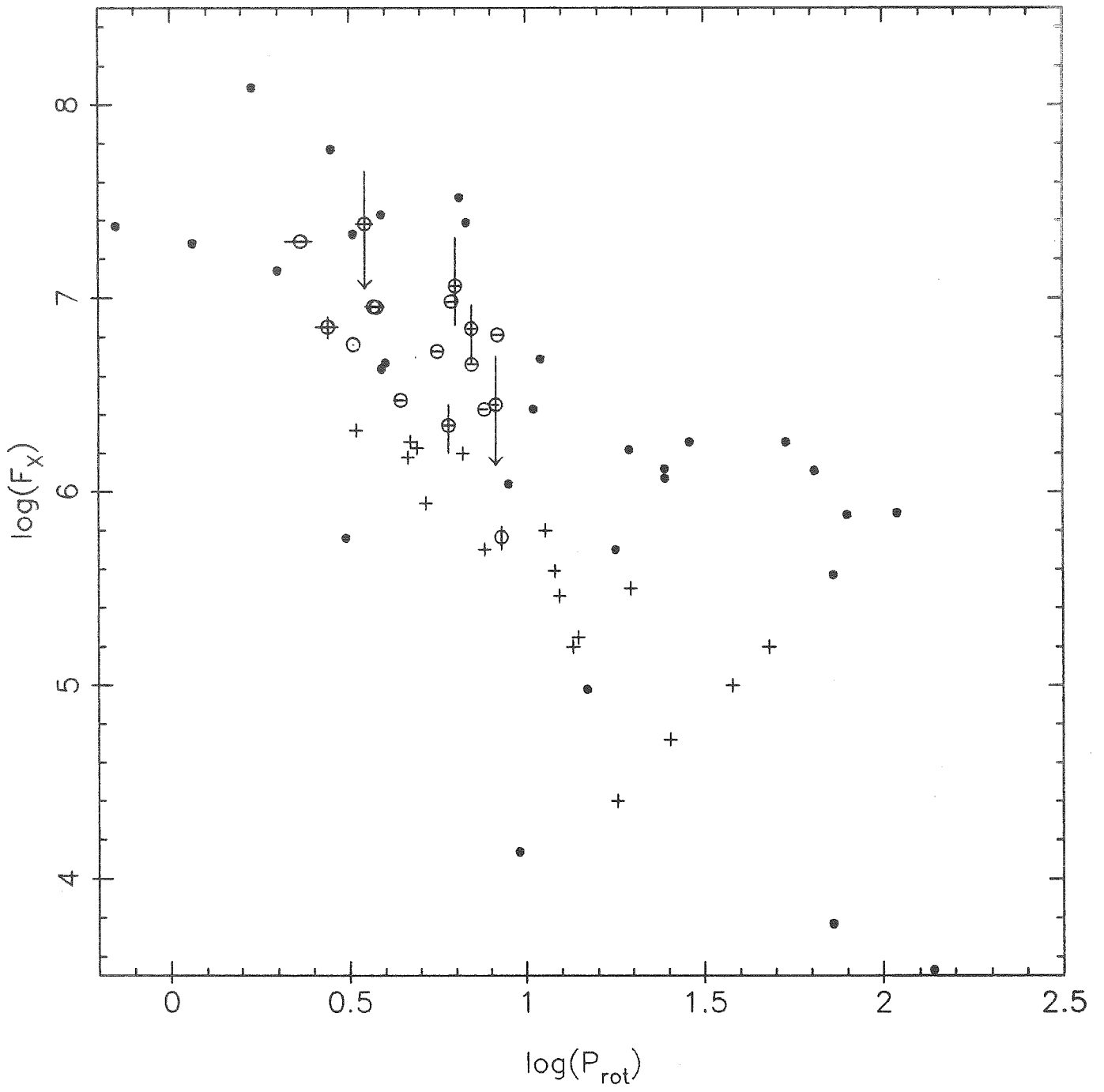


Fig.2a

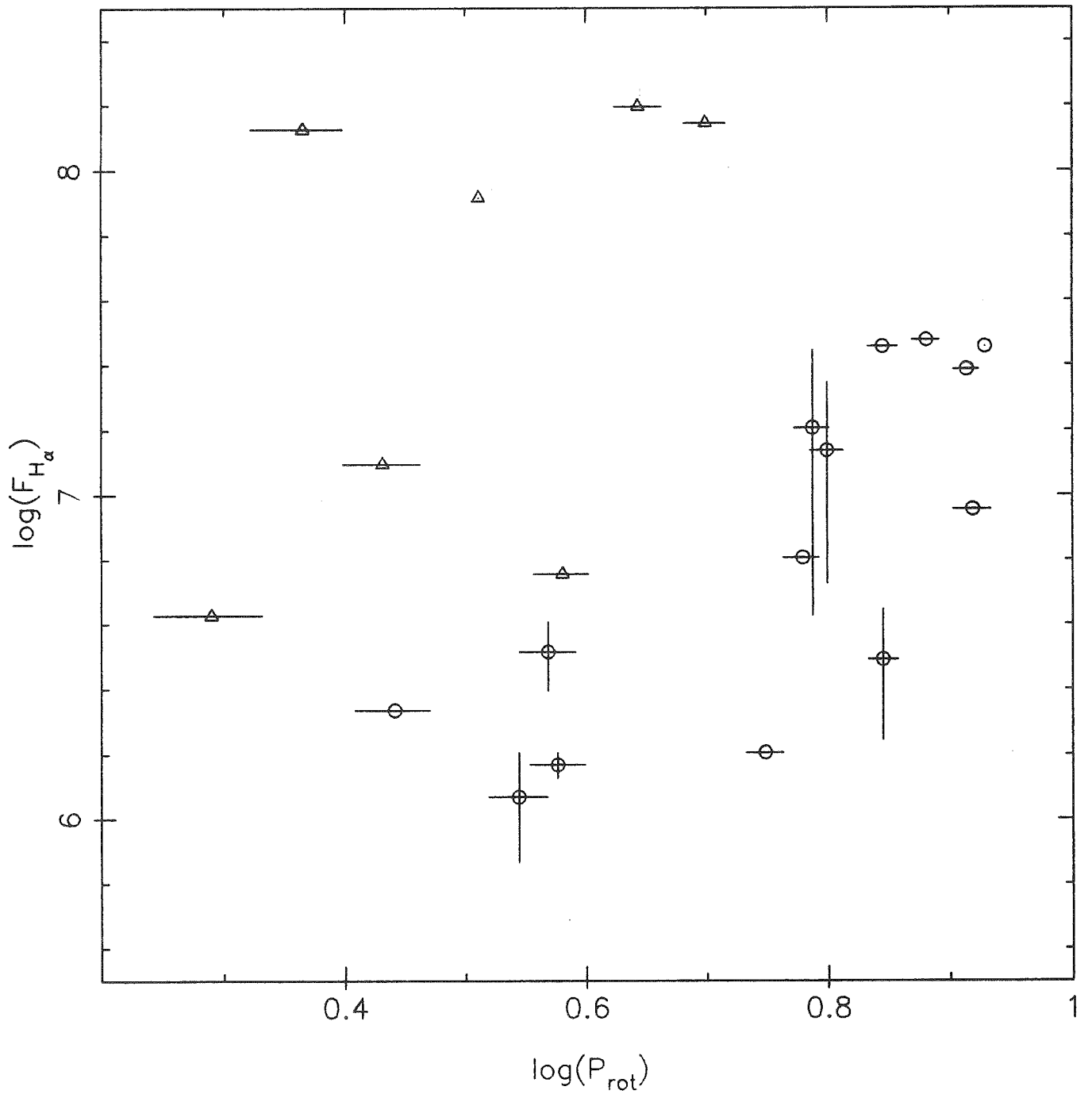


Fig.3

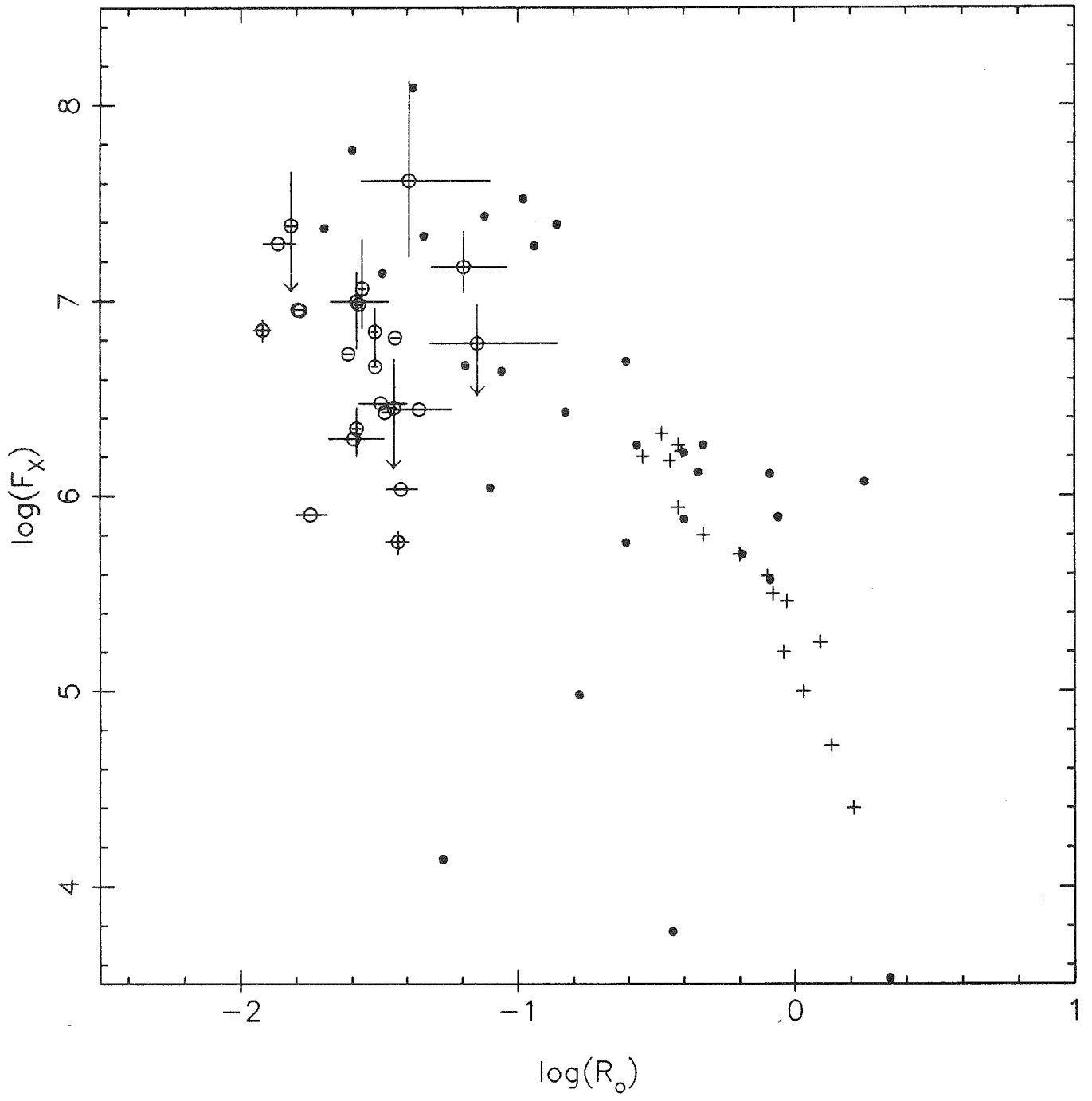


Fig.4

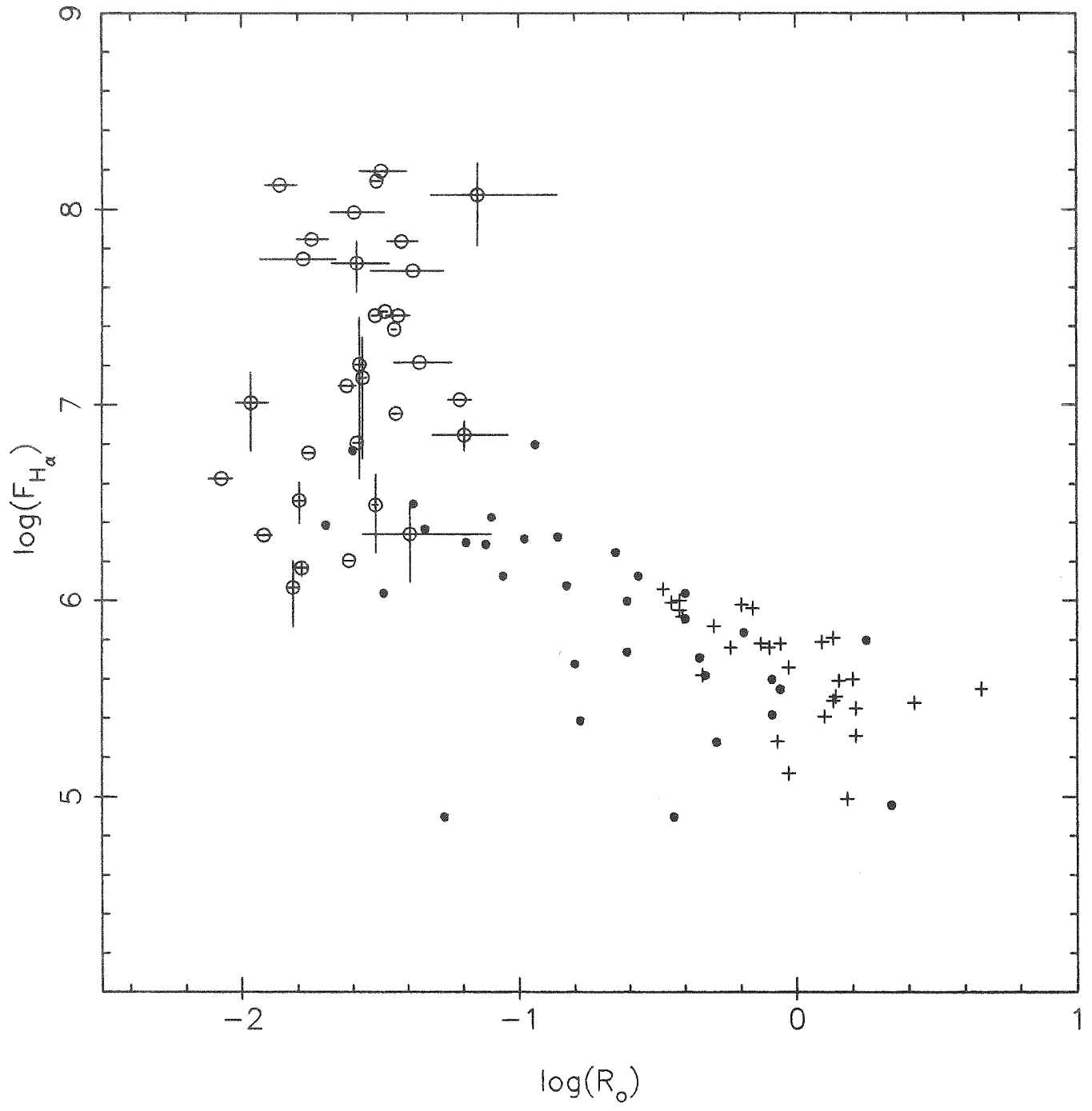


Fig.6

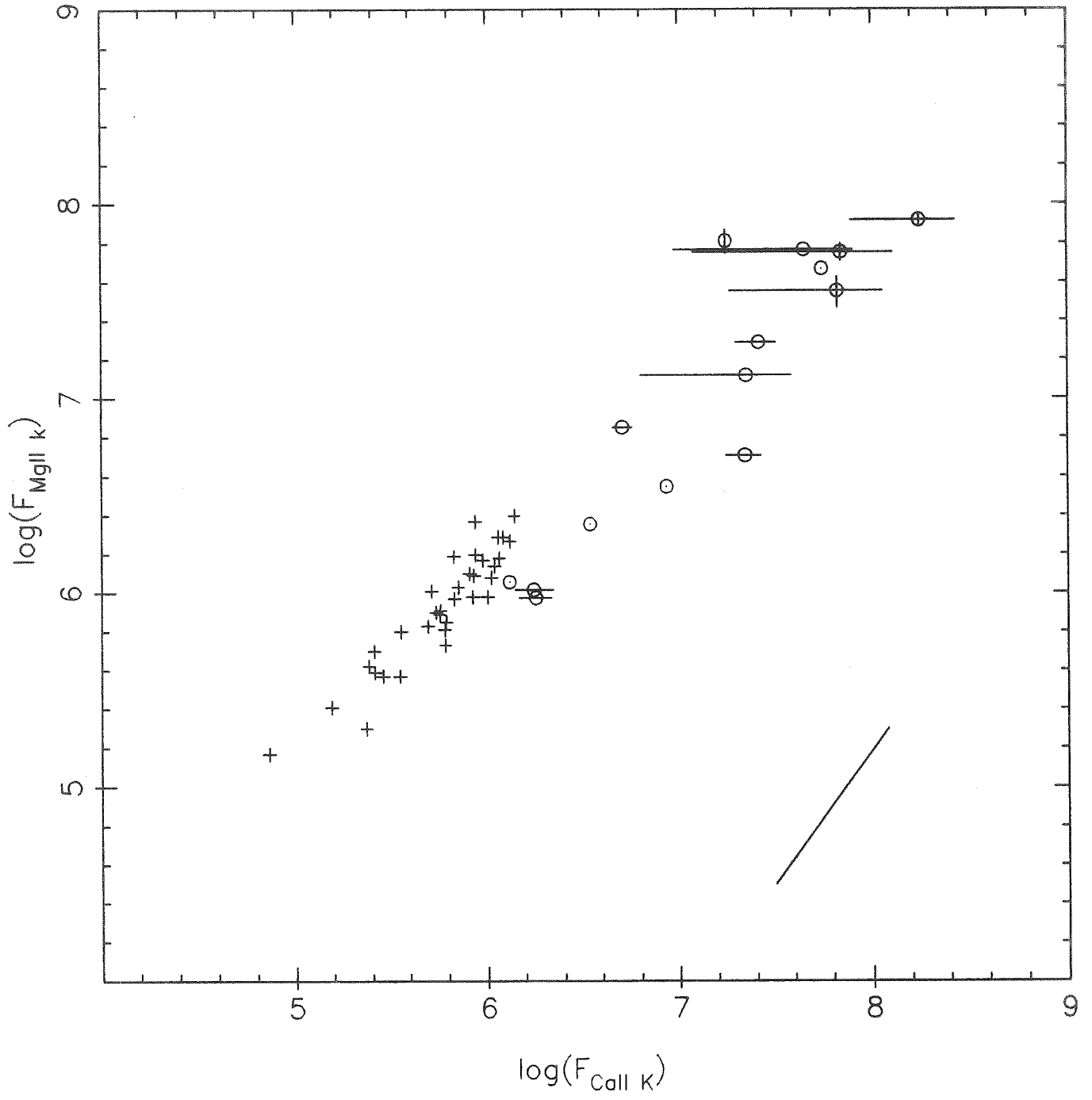
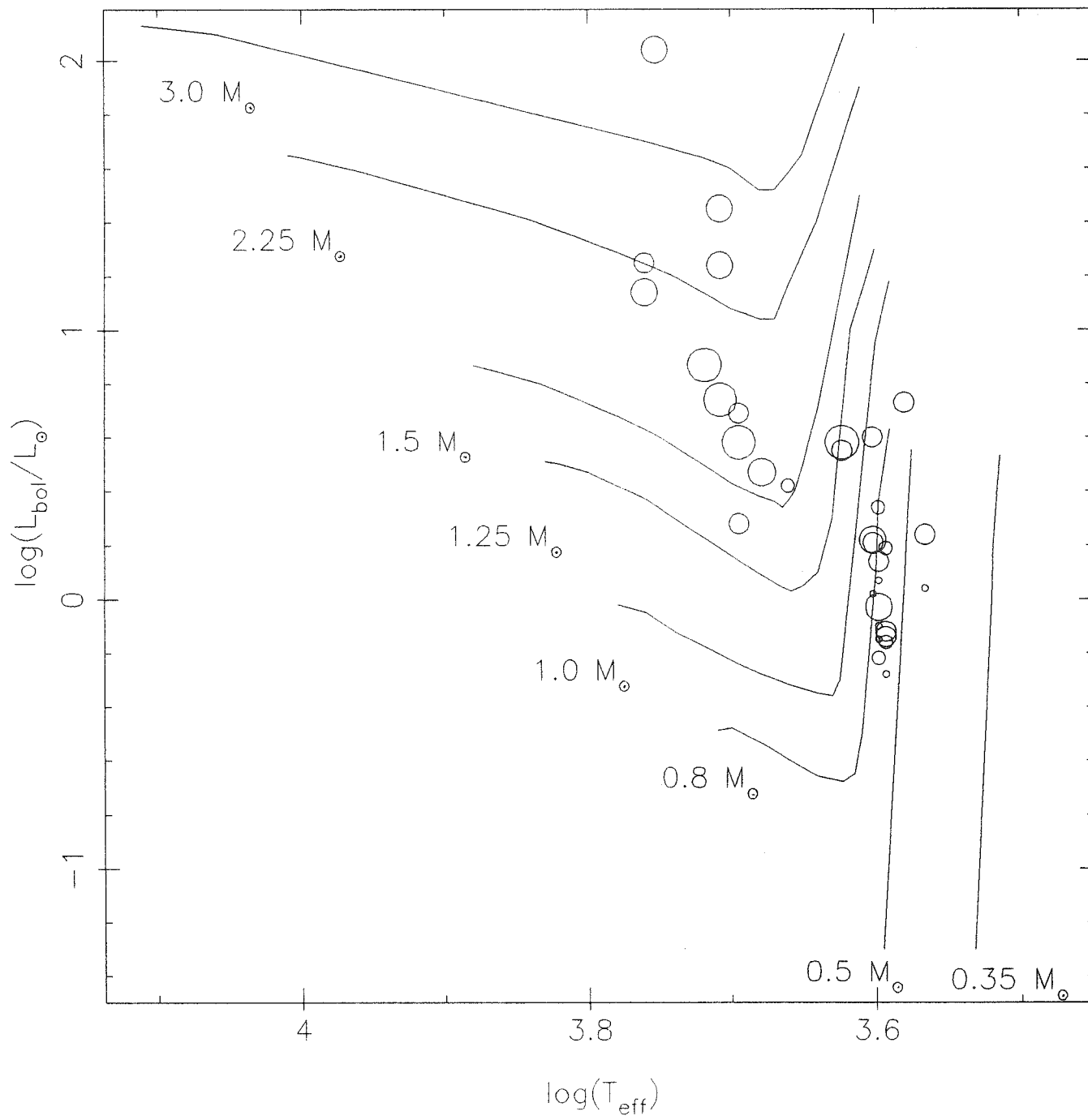


Fig.10



CONCLUSION

Les propriétés que manifestent les étoiles T Tauri reflètent non seulement leur spécificité vis-à-vis des autres groupes stellaires mais aussi une grande diversité au sein même de la classe. Cette spécificité suggère l'existence de processus physiques qui leur sont propres. Et leur diversité rend douteuse la possibilité de décrire le phénomène T Tauri à l'aide d'un mécanisme physique unique. La compréhension de ce phénomène repose sur l'identification des différentes sources d'énergie qui le régissent. L'étude menée ici a permis d'établir l'existence d'une source d'énergie magnétique, le processus dynamo, et de définir dans quelle mesure ce processus peut rendre compte des propriétés des étoiles T Tauri.

Le premier indice de la présence de champs magnétiques à la surface des étoiles T Tauri est fourni par la détection d'une composante périodique dans leurs variations lumineuses. Ces périodicités ont été interprétées comme le reflet d'une distribution de température de surface hétérogène et la comparaison des propriétés de cette distribution avec celles des taches magnétiques observées sur d'autres étoiles actives leur assigne une origine commune. Ainsi, des phénomènes magnétiques de surface, analogues à ceux que l'on observe sur le Soleil, ont pu être invoqués pour rendre compte de la variabilité photométrique, à court terme et d'amplitude modérée, des étoiles T Tauri.

Grâce à la détermination des taux de rotation d'un grand nombre d'étoiles T Tauri, le rôle que jouent ces champs magnétiques dans le chauffage atmosphérique put être cerné. La détection de la signature du processus dynamo dans les régions atmosphériques de hautes températures suggère que les étoiles T Tauri possèdent une atmosphère dont le chauffage est en partie assuré par des processus similaires à ceux qui sont en œuvre dans le Soleil. Les sources d'énergie qui suppléent l'effet dynamo, en particulier pour le chauffage des régions atmosphériques de températures modérées, ne peuvent aujourd'hui être identifiées avec autant de rigueur. Des mécanismes d'accrétion ont été présentés comme une possible alternative. Cependant, la claire démonstration du rôle effectif qu'ils peuvent jouer dans le phénomène T Tauri reste à établir.

