

Etude de la variabilité des étoiles massives à l'aide de la photométrie et de la spectroscopie

par
Laure Lefèvre

Thèse de doctorat effectuée en cotutelle
au
Département de Physique
Faculté des arts et des sciences
Université de Montréal
et à
L'Observatoire Astronomique de Strasbourg
Université Louis Pasteur, Strasbourg, France

Thèse présentée à la faculté des études supérieures de l'Université de Montréal
en vue de l'obtention du grade de Philosophiae Doctor (Ph. D.) en physique
et à
l'Université Louis Pasteur en vue de l'obtention du grade de Docteur de
l'Université Louis Pasteur en astrophysique

Février, 2006

© Laure Lefèvre, 2006



QC

3

U54

2006

v. 007

AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures
et
Observatoire astronomique de Strasbourg
Université Louis Pasteur, Strasbourg

Cette thèse de doctorat intitulée :

Etude de la variabilité des étoiles massives à l'aide de la photométrie et de la
spectroscopie

présentée et soutenue à l'Université de Montréal par:

Laure Lefèvre

Présentée devant le Jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bastien,	président
Anthony Moffat,	Directeur de recherche
Agnes Acker,	co-directrice de recherche
Sergey Marchenko,	co-directeur de recherche
Huib Henrichs,	examineur externe
J.-L. Halbwachs,	examineur

SOMMAIRE

Mots-clés : Wolf-Rayet, vents, binarité, pulsations, satellite

Les étoiles Wolf-Rayet (WR) de population I sont les descendants évolués des étoiles massives de type O. Elles présentent de larges raies en émission produites par des atomes ionisés qui forment le vent stellaire chaud, dense et rapide. Il y a deux classes principales d'étoiles WR: les WN, où les raies de l'azote dominant, et les WC (WO) où les raies du carbone (de l'oxygène) dominant. Des observations récentes ont révélé que les vents sont "fragmentés" à petite et grande échelle, ce qui pourrait être relié en partie à des petites surdensités situées dans le vent en expansion. Cette thèse de doctorat présente la détection, l'analyse et l'interprétation, avec des outils statistiques avancés, de la variabilité dans les courbes de lumière, les vitesses radiales, et les spectres de deux étoiles WR caractéristiques (WR137 et WR123) et dans les étoiles OB observées par le satellite HIPPARCOS.

Une campagne de spectroscopie intensive a été réalisée en 1999-2000 pour améliorer notre connaissance des composantes orbitales de WR137 (WC7pd+O9) et étudier les vents des WR et les conditions de formation des poussières dans de tels milieux. Le premier volet de cette thèse a permis de déduire de ces observations une orbite spectroscopique d'environ 13 ans qui confirme et précise les précédents résultats. Grâce à l'analyse des spectres de cette campagne, ce travail a mis à jour une deuxième période d'oscillation de très faible amplitude de 0.83 j dans les spectres de WR137. Celle-ci pourrait être reliée aux *pulsations* ou à de *grandes structures* qui tourneraient dans le vent comme dans l'étoile EZ CMa (WR6). Une analyse en ondelettes a également permis d'isoler et de suivre pendant plusieurs heures des structures en haut des raies de CIII et CIV dans le spectre de WR137. De plus, la corrélation croisée a permis de voir que les raies formées à différentes distances de l'étoile sont probablement reliées entre elles. Enfin l'analyse des surdensités a permis de déduire un $\beta \sim 5$ nettement supérieur à la valeur de $\beta \simeq 1$ que l'on trouve dans le vent des étoiles O (*loi- β* de vitesse dans le vent).

Le second volet de cette thèse concerne les étoiles WN, et plus particulièrement une WN8 du nom de WR123. Les WN8 se distinguent de leur congénères WR par plusieurs caractéristiques, dont le niveau de variabilité le plus élevé de leur classe. Du fait de ces particularités, les étoiles WN8, WR123 parmi elles, ont fait l'objet de nombreuses études photométriques et spectroscopiques. Cependant l'extrême complexité des variations, combinée avec une couverture temporelle souvent inadaptée a conduit à une longue série de résultats ambigus. Avec les données exceptionnelles collectées par le premier satellite astronomique canadien MOST, ce mémoire de thèse est maintenant en mesure de répondre à une grande partie des interrogations posées. L'étoile WR123 a été observée avec MOST en mode direct toutes les 30s pendant 38 jours en juin-juillet 2004. L'analyse de Fourier montre qu'aucun signal n'est stable pour plus de quelques jours dans le domaine des basses fréquences et qu'aucune variabilité significative n'est présente dans le domaine des hautes fréquences jusqu'à un niveau de 0.2 mmag, un ordre de magnitude plus bas que les prédictions pour les pulsations à modes étranges. Par contre, il semble y avoir une période de 9.8 heures présente pendant toute la durée des observations. Cette période, probablement reliée à des pulsations, pourrait permettre de mieux comprendre ce qui se passe dans les étoiles WR et leurs vents.

Le troisième volet de cette thèse consiste en une analyse des différents types de variabilité des étoiles OB du catalogue HIPPARCOS. Un échantillon non biaisé de 2497 étoiles a donc été sélectionné et analysé. Il apparait que le seuil de variabilité à 99.9% établi par le consortium HIPPARCOS n'est pas représentatif de cet échantillon. Il a donc été recalculé et les étoiles (classées dans 4 catégories principales de variabilité intrinsèque ou extrinsèque) "variables" ont été réanalysées lors de cette thèse. Ce travail a permis de confirmer des résultats obtenus à partir d'échantillons trop restreints sur les super-géantes OB, de confirmer que les étoiles OBe sont très variables ($\approx 80\%$) et de soulever plusieurs questions intéressantes sur les étoiles OB de la séquence principale qui sont moins variables en moyenne. On note également plus de systèmes en contact que détachés parmi les OBMS et OBe et un nombre \sim identique parmi les OBSG.

SUMMARY

Key-words: Stars, Wolf-Rayet, Variability, Photometry, Spectroscopy,
Winds, Binarity, Oscillations, Pulsations, Satellite

Population I Wolf-Rayet stars are highly evolved He-burning descendants of massive OB-stars. They exhibit intense broad emission lines produced by highly-ionized atoms, which form a hot, fast and dense stellar wind. There are two broad classes of WR stars: WN, in which nitrogen lines dominate, and WC (WO), showing a dominance of carbon (oxygen) lines. Recent observations reveal that their winds are highly structured (with small or large-scale structures), a phenomenon which may be related in part to numerous small-scale density enhancements. This work presents the detection, analysis and interpretation, using advanced statistical tools, of the variability in photometry, radial velocities, and spectral lines of two typical WR stars (WR137 and WR123) and in OB stars observed by the HIPPARCOS satellite.

The first part of this work presents the results of a spectroscopic study in the optical of the massive Wolf-Rayet binary WR137 (WC7pd+O9). These 1986-2000 data cover the dust-formation maximum in 1997. Combining all available measurements of radial velocities, we derive, for the first time, a spectroscopic orbit with a period of about 13 years and the corresponding orbital parameters. The analysis of the intense multi-site spectroscopic monitoring in 1999 yields a small-amplitude modulation in the absorption troughs of the CIV $\lambda 5802/12$ and HeI $\lambda 5876$ lines with a period of 0.83 days, which could be related either to pulsations or large-scale rotating structures as seen in the WN4 star EZ Canis Majoris (WR6). Wavelet analysis of the strong emission lines of CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$ enables us to isolate and follow for several hours small structures associated with density enhancements within the wind of the Wolf-Rayet star. By cross-correlating the variability patterns seen in different lines, we find a weak but significant correlation between the variability in emission lines with different ionization potential. Adopting a β wind-velocity law and from the motion of individual

subpeaks, we find $\beta \sim 5$, which is significantly larger than the canonical value $\beta \simeq 1$ found for O-star winds.

The second part of this work presents the results of an intensive visual-broadband photometric monitoring campaign of the highly variable WN8 Wolf-Rayet star WR123, obtained with the MOST satellite. MOST observed WR123 for 38 days non-stop during June/July 2004. A Fourier analysis shows that no periodic signal is stable for more than several days in the low-frequency domain ($f < 1\text{d}^{-1}$), where most of the stochastic power is contained. Also, no significant variability is seen in the high-frequency domain ($10\text{d}^{-1} < f < 1400\text{d}^{-1}$) down to the level of 0.2 mmag, an order of magnitude lower than theoretical predictions for strange-mode pulsations. On the other hand, there seems to be a relatively stable 9.8 h periodic signal present throughout the whole run. This period is probably too short to represent the axial rotation of the star, unless related to multiple sub-structures equidistantly spread along the stellar equator. It is also too short to be orbital in nature; it is more likely to be related to pulsational instabilities (although with a much longer period than expected), thus finally revealing a possible fundamental driver behind the highly variable wind of this object, and others of similar type.

The last part of this thesis presents the results of an analysis of the variability of OB stars based on photometry obtained with the HIPPARCOS satellite. In terms of statistics, the data from the HIPPARCOS satellite are unique because of time coverage and uniformity. We separated the sample stars into 4 main categories of variability: 3 intrinsic and 1 extrinsic. The intrinsic categories are: OB main sequence stars ($\sim 65\%$ of the sample), OBe stars ($\sim 10\%$) and OB Supergiant stars ($\sim 25\%$). Eclipsing binaries represent the extrinsic category. About 30% of the whole sample is variable. OBe stars tend to be much more variable ($\approx 80\%$) than the average sample star, while OBMS stars are below average and OBSG stars are about average. As for eclipsing binaries, there are more contact than detached systems among the OBMS and OBe stars, and about equal numbers among OBSG stars.

Table des matières

Table des matières	vii
Liste des tableaux	x
Table des figures	xii
Liste des abbréviations	xiii
Remerciements	xvi
Introduction	1
1 Importance et définition des Etoiles Massives	4
1.1 Importance	4
1.2 Evolution	6
1.3 La phase OB	10
1.4 La phase Wolf-Rayet	14
2 Variabilité des Etoiles Massives Chaudes	19
2.1 Variabilité engendrée par la binarité	20
2.2 Variabilité engendrée par la rotation	20
2.3 Variabilité dans le vent	21
2.4 Un vent structuré : grandes structures	22
2.5 Un vent structuré : petites structures	27
2.5.1 Loi de vitesse β	28
2.5.2 Modélisation des “blobs”	30
2.5.3 Profils de raies d’émission pour un vent structuré.	31
2.5.4 La méthode “Patch”	32

2.6	Pulsations radiales, non-radiales et modes étranges	34
2.6.1	Aspect qualitatif des pulsations	35
2.6.2	Aspect quantitatif des pulsations	37
2.6.3	Les pulsations radiales et non radiales dans les étoiles massives .	41
2.6.4	Modes étranges	42
2.6.5	Instabilité latérale d'une atmosphère de Thomson et modes étranges	43
2.6.6	Observations de modes étranges	45
2.7	Le problème de la création et de l'entretien des vents dans les étoiles WR	45
3	L'étoile Wolf-Rayet WR137	47
3.1	Introduction	49
3.2	Observations	51
3.3	Reduction and Analysis	51
3.4	Assessing variations in the spectra	53
3.4.1	Temporal Variance Spectrum	53
3.4.2	Wavelet analysis	56
3.4.3	Periodograms	63
3.5	Spectral-line variability	65
3.5.1	The β wind-velocity law	65
3.5.2	Cross-correlation Analysis	73
3.6	Radial velocity variations: Orbit of the two components	74
3.7	Discussion and conclusions	77
3.7.1	Spectral line variability	77
3.7.2	Short period	78
3.7.3	Orbital period and masses of the components	80
4	L'étoile Wolf-Rayet WR123	82
4.1	Introduction	84
4.2	Observations and Reduction	85
4.2.1	Data	85
4.2.2	Reduction	88
4.3	Results	88
4.4	Discussion	92

5	Analyse de la variabilité des étoiles OB du catalogue HIPPARCOS	94
5.1	Introduction	95
5.2	Selection of OB stars	97
5.3	Detection of variables	98
5.4	Analysis of the variability	106
5.5	Results and discussion	106
5.5.1	Extrinsic variability: Eclipsing binaries	111
5.5.2	Intrinsic variability	114
5.5.3	Special cases	120
5.6	Conclusions	122
	Conclusions	124
A	Radial velocities of the WR and O components of WR137	127
B	Réduction des données de WR123	138
B.1	Les paramètres et les données	138
B.2	Processus de réduction	139
B.3	Résultats	142
B.4	Corrections	143
C	Courbes de lumière des étoiles OB du Catalogue HIPPARCOS	147
C.1	Binaires éclipsantes-Catalog of Eclipsing binaries	148
C.2	Nouvelles étoiles périodiques-Catalog of New Periodic Variable Stars	162
C.3	Etoiles périodiques non-inclues-Catalog of non-included Periodic Variable stars	183
C.4	Etoiles périodiques sous le seuil-Catalog of periodic stars below T_h	185
D	Tableaux des différentes catégories d'étoiles OB variables du catalogue HIPPARCOS selon cette étude	188
D.1	Binaires éclipsantes	189
D.2	Etoiles OB de la Séquence Principale au dessus de T_h	195
D.3	Etoiles OBe au dessus de T_h	205
D.4	Etoiles OB supergéantes au dessus de T_h	212
	Bibliographie	220

Liste des tableaux

2.1	Les différentes échelles de temps des variations dans les étoiles massives.	19
3.1	Summary of Observing Runs.	52
3.2	Stellar parameters of HD192641.	68
3.3	Radial velocities of the WR and O components of WR137.	76
3.4	Orbital elements of HD192641	77
5.1	Selected stars	106
5.2	OB stars in the different categories.	109
5.3	OB eclipsing stars in the different categories.	109
5.4	OB Eclipsing Binaries of the HIPPARCOS catalog.	111
5.5	OBMS stars above the threshold T_h	116
5.6	OBe stars above the threshold T_h	117
5.7	OBSG stars above the threshold T_h	118
5.8	OBSG star proportions.	118
5.9	Periodic stars not included or below T_h .	121
A.1	Radial velocities of the WR and O components of WR137.	127
D.1	OB Eclipsing Binaries of the HIPPARCOS catalog.	189
D.2	OBMS stars above the threshold T_h	195
D.3	OBe stars above the threshold T_h	205
D.4	OBSG stars above the threshold T_h	212

Table des figures

1.1	Trajet évolutif d'une étoile de $M_i = 60 M_{\odot}$ dans le diagramme HR et évolution de sa structure interne en fonction du temps.	6
1.2	Evolution d'une étoile massive simple.	8
1.3	Evolution des étoiles massives et position des WR dans le diagramme HR.	15
1.4	Répartition des vitesses terminales des vents des étoiles WR.	17
2.1	Observations de la raie de résonance de SiIV de ξ Persei.	23
2.2	Modèle du point brillant.	24
2.3	Modélisation des CIRs et CDA.	26
2.4	Evolution temporelle d'une raie en émission par rapport au profil moyen : comparaison entre les modèles et les observations.	34
2.5	Les différents sauts d'opacité dans les étoiles.	37
2.6	Représentation des modes p dans le soleil.	39
2.7	Les modes étranges : diagramme modal de 2 modèles d'étoiles.	44
3.1	WR137 spectra.	55
3.2	Sequence of residuals of the strongest lines (CIII λ 5696 and CIV λ 5802/12).	57
3.3	Mean wavelet power spectrum of the residuals and of the wavelet filtered residuals.	58
3.4	KPNO temporal sequence of residuals.	59
3.5	KPNO 1D periodograms.	62
3.6	Absorption troughs of CIV λ 5802/12 and HeI λ 5876.	64
3.7	Averaged flux in the 5750-5780 Å range of the CIV λ 5802/12 line versus phase (P=0.83d; T_0 =2450198d) for the KPNO data.	65
3.8	Clump evolution during two nights for the CIII λ 5696 line.	66
3.9	Radial acceleration versus radial velocity for detected blob trajectories.	67
3.10	Actual density of <i>blobs</i> compared to theoretical density vs. θ	71

3.11	Results from the cross-correlation analysis of the variability patterns observed in the CIII λ 5696 emission line.	72
3.12	Radial velocities of the WR and O components phased with P=4766d.	75
4.1	MOST and RCT photometry of WR123.	86
4.2	Time-frequency analysis of the WR123 data for the whole set.	89
4.3	Simultaneous spectroscopy from CTIO.	91
5.1	Distribution of the magnitude of the stars in our sample.	97
5.2	Distribution of the internal error in our sample.	100
5.3	Comparison between magnitude distributions for actual and simulated results overplotted with the distribution in each intrinsic category.	102
5.4	Variability threshold calculated for our sample.	103
5.5	Extraction of the “Catalogue of New Periodic stars” (Appendix C2).	107
5.6	Distributions in magnitude.	110
5.7	Beginning of the “Catalogue of Eclipsing Binaries” (Appendix C1).	112
5.8	Eclipsing binaries: Distribution of Periods, amplitudes and magnitudes.	113
5.9	Variable stars: Distribution of Periods, amplitudes and magnitudes.	115
5.10	Periodicities as a function of spectral type and luminosity class.	119
B.1	Variations du fond de l’image (<i>background</i>).	139
B.2	Allure d’une image non traitée.	139
B.3	Différence entre le <i>psf-fitting</i> et la photométrie d’ouverture : WR123.	141
B.4	Différence entre le <i>psf-fitting</i> et la photométrie d’ouverture : C1.	141
B.5	Courbe de lumière résultante en magnitude pour WR123 (J14 et J38).	142
B.6	Partie agrandie de la courbe de lumière pour J14 et J38.	142
B.7	Méthode appliquée pour la correction des données.	144
B.8	Résultat de la correction appliquée aux données.	145
B.9	Allure de la correction appliquée aux données.	146
C.1	Eclipsing Binaries: Hp vs. Phase	149
C.2	New Periodic variables: Hp vs. phase	163
C.3	Non included Stars: Hp vs. Phase	184
C.4	Stars below T_h : Hp vs. Phase	186

Liste des abbréviations

Françaises et *anglaises*.

ACYG Etoile du type α Cyg. (Amp. ~ 0.1 mag en V)

ACV Etoile du type des variables Alpha2 Canum Venaticorum (P $\sim 0.5 - 160$ d, Amp. $\sim 0.01 - 0.1$ mag en V)

BCEP Etoile du type β Cep. (P $\sim 0.1 - 0.6$ d, Amp. $\sim 0.01 - 0.3$ mag en V)

BH Trou noir, *Black Hole*

CAK Castor Abbott et Klein (1975)

CCD *Charge Coupled Device*

CDA Composantes Discrètes en Absorption

CIR *Co-rotating interaction Region*

CTIO *Cerro-Tololo Inter American Observatory*

CVZ *Continuous Viewing Zone*

DAC *Discrete Absorption Component*

DAO *Dominion Astrophysical Observatory*

DWEE *Discrete Wind Emission Element*

E,EA,EB Variables éclipsantes (E) dont les composantes sont détachées (EA) ou en contact (EB).

EISF *Escape Integral Source Function*

ESA *European Space Agency*

EW *Equivalent Width*

FIM Fonction Initiale de masse

GCAS Etoile du type γ Cas. (Amp. jusqu'à 1.5 mag en V).

GSC2 *Guide Star Catalogue 2*

HJD ou JD *Heliocentric Julian Date*

HST *Hubble Space Telescope*

I,IA Variables irrégulières peu étudiées (A, pour les types précoces).

IR Rayonnement Infra-Rouge

IUE *International Ultra-Violet Explorer*

KPNO *Kitt Peak National Observatory*

- L** Variables lentement irrégulières
- LBV** Etoile Lumineuse Bleue Variable, *Luminous Blue Variable*
- LER** *Line-Emission Region*
- lvp** *line-profile variations*
- LTE** Equilibre thermodynamique local
- mmag** millimagnitude (0.001 mag)
- MOST** “*Microvariability and Oscillations of STars*” Satellite, Satellite “Microvariabilité et Oscillations STellaires”
- MPA** Modulation Périodique de l’Absorption
- NAR** Non adiabatique réversible.
- NLTE** Hors de l’équilibre thermodynamique local
- NS** Etoile à neutrons, *Neutron Star*
- OBe** *OB star with “emission” due to rotation*
- OBMS** *OB star on the main sequence*
- OBSG** *OB supergiant star*
- OHP** Observatoire de Haute-Provence
- OMM** Observatoire du Mont Mégantic
- OPAL** fait référence à des tables d’opacité créées par le code OPAL (Rogers & Iglesias, 1992).
- PAM** Periodic Absorption Modulation
- PNR** Pulsations Non-Radiales
- PR** Pulsations Radiales
- psf** *Point Spread Function*, fonction d’étalement
- PVTEL** Variables du type PV Telescopii. ($P \sim 0.1 - 1$ d, Amp. ~ 0.1 mag en V, en ≈ 1 an).
- RCT** *Robotically Controlled Telescope*
- RO** *Ritter Observatory*
- RV** *Radial Velocity*
- SDOR** Variables du type S Dor. (Amp. $\sim 1 - 7$ mag en V).
- SGR-SGB-SGJ** Super-géantes Rouges, Bleues ou Jaunes
- S/N** Rapport signal sur bruit
- SN** Supernova
- SPB** *Slowly Pulsating B star*
- SR** Variables semi-régulières ($P \sim 20$ to > 2000 d, Amp. $\sim 1 - 2$ mag en V).
- SSF** *Smooth Source Function*
- SW** *Stellar Winds*
- SXARI** Variables du type SX Ar. ($P \sim 1$ d, Amp. ~ 0.1 mag en V).

TO *Tartu Observatoty*

TVS *Temporal Variance Spectra*

UV Rayonnement Ultra-Violet

WR Etoile Wolf-Rayet, *Wolf-Rayet star*

Z Métallicité

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont supportée pendant ces années de Doctorat : elles ont beaucoup de mérite ! Merci en particulier aux personnes du D433 pour toutes nos discussions (constructives ou non).

Je remercie très chaleureusement mon directeur Tony Moffat pour son aide précieuse, et son enthousiasme contagieux, ma co-directrice Agnès Acker pour son soutien inébranlable et Sergey pour son temps et ses conseils.

Merci aussi à toute l'équipe MOST pour m'avoir permis de participer à ce projet d'avant-garde.

Merci de m'avoir aidée dans les moments difficiles, Olivier.

Un grand merci à toute ma famille pour m'avoir amenée jusque là...

Introduction

Ce mémoire est consacré à l'étude de la variabilité des étoiles massives dans leur état chaud. Au fil des années, de nombreuses études ont été réalisées sur ces géantes du ciel, d'une part, parce que leur rôle dans l'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds, ainsi que le chauffage et l'ionisation de ce même milieu, est primordial, mais aussi parce que, malgré tout, il reste encore beaucoup de questions sans réponse à leur sujet. Un outil très pratique pour répondre à ces questions est l'étude de la variabilité de ces étoiles. On peut distinguer deux classes de variabilité : intrinsèque (qui provient de l'étoile) et extrinsèque (qui est causée par une éventuelle binarité du système).

Les étoiles massives sont, de manière générale, entourées de vents chauds plus ou moins denses (suivant le type spectral) qui émettent leur propre lumière, et voilent (totalement ou partiellement) celle qui vient de la surface de l'étoile. Ainsi, en les observant, on accède aux phénomènes qui ont lieu dans le vent et à l'extérieur du vent, *uniquement*. C'est cette difficulté à les atteindre de manière directe qui rend l'étude de leur variabilité intrinsèque si intéressante, voire même indispensable. En effet, pour parvenir à déterminer les paramètres physiques propres de l'étoile, il faut observer et analyser leurs conséquences sur l'environnement entre la surface de l'étoile et le milieu interstellaire. L'analyse des variations photométriques et/ou spectroscopiques d'une étoile massive, qu'elles soient périodiques ou stochastiques, et de leur amplitude est un très bon moyen d'accéder aux mécanismes internes qui gouvernent ces étoiles en-

core trop mal connues. A l'aide de modèles, on peut accéder à la structure interne des étoiles, mais on peut également obtenir des renseignements sur les vents qui "filtrent" les signaux venant directement de l'étoile. L'étude de la variabilité extrinsèque, nous apporte quant à elle des renseignements sur les mécanismes de formation des étoiles, sur le comportement des poussières, ou peut même éventuellement servir à déterminer certains paramètres intrinsèques d'une étoile. Ce mémoire de thèse est centré sur deux catégories d'étoiles pour lesquelles l'étude de la variabilité est indispensable : les étoiles Wolf-Rayet (WR), du nom des deux astronomes français qui découvrirent leurs spectres en 1867, et les étoiles de type OB (définition par Walborn & Fitzpatrick 1990).

Nous allons dans un premier temps introduire les étoiles massives dans un chapitre dédié aux étoiles OB (de type O et B précoce uniquement) et Wolf-Rayet ainsi qu'à leur évolution. Ensuite, nous présenterons différents types de variabilité rencontrés dans ces étoiles, d'un point de vue théorique et observationnel. Puis, nous commencerons l'étude à proprement parler par deux étoiles WR, de deux sous-classes différentes, qualifiant ainsi les types de variabilité rencontrés dans chacune de ces deux sous-classes. La première cible (WR137, WC7+O9pd) sera étudiée grâce à une spectroscopie intensive, et la seconde (WR123, WN8), grâce à la photométrie sans précédent du micro-satellite canadien MOST. WR137 contient une étoile WR de type WC tardif (donc relativement froide, $T \sim 25 - 30$ kK) qui a longtemps été soupçonnée d'avoir un compagnon de type O. L'étude menée ici peut alors permettre de confirmer s'il y a lieu la présence de ce compagnon et éventuellement de préciser les paramètres d'une orbite déjà avancée par Williams (2001). Etant donné son type tardif, WR137 est une cible idéale pour étudier l'impact de la poussière sur la variabilité intrinsèque ou extrinsèque de l'étoile. En outre, la largeur de la raie de CIII de son spectre en fait une très bonne candidate à l'étude des "surdensités" dans le vent, et on peut ainsi vérifier si leur comportement est identique dans les étoiles binaires et simples. WR123, quant à elle, est une étoile de type WN8, qui est la classe la plus variable (intrinsèquement) parmi toutes les WR (Moffat 1989).

Blecha & al (1992) avaient trouvé une période de ≈ 10 min dans le signal de WR40 (une autre étoile de type WN8) qui n'a jamais été ni confirmée ni infirmée, et de nombreuses études ont révélé un spectre Fourier multipériodique très intrigant. Il était tout naturel de vouloir s'attacher à l'étude des WN8 avec le satellite MOST, et WR123 est la plus brillante de cette classe qui se trouve dans la zone de vision continue du satellite.

Pour finir, nous présenterons l'analyse d'un échantillon d'étoiles OB observées par le satellite HIPPARCOS, pour mettre en évidence et classer les variabilités, aussi bien intrinsèques qu'extrinsèques, des étoiles qui y sont contenues, les étoiles WR ayant déjà été étudiées par Marchenko et al. (1998b). L'avantage des observations réalisées par le satellite HIPPARCOS repose dans l'homogénéité des données sur chaque étoile. Ainsi, nous disposons d'un échantillon non-biaisé et homogène pour accéder aux caractéristiques statistiques des étoiles de cette classe. Nous avons séparé les étoiles de cet échantillon en quatre grandes catégories : Les Super-géantes, les étoiles Oe et Be (que nous appellerons OBe), les étoiles de la série principale et les systèmes éclipsants. Nous pourrions ainsi déterminer si une catégorie est plus sensible à un type de variabilité ou à un autre, établir des tendances dans les différents types spectraux et classes d'une catégorie particulière et donc qualifier la variabilité des étoiles OB de manière générale.

Chapitre 1

IMPORTANCE ET DÉFINITION DES ÉTOILES MASSIVES

1.1 Importance

Quoique relativement peu nombreuses, les étoiles massives jouent un rôle primordial dans l'évolution d'une galaxie et dans la formation des générations suivantes d'étoiles. Leur faible nombre relatif à une époque donnée résulte en partie d'une durée de vie beaucoup plus courte ($\sim 10^{6-7}$ années) que celle des étoiles moins massives ($\sim 10^{10}$ ans pour le Soleil, par exemple) et également de la fonction initiale de masse (FIM). Cette courte durée de vie n'est elle-même que la conséquence de l'extrême intensité des processus énergétiques dont les étoiles massives sont le siège du fait de leur importante masse initiale ($M_i \geq 8 M_{\odot}$, selon Vanbeveren et al., 1998b).

Les étoiles massives sont, en fait, une des principales sources des flux de radiation ionisants (rayons UV, X et γ) générés dans l'Univers. Elles produisent également une fraction très importante de l'énergie mécanique grâce à leurs puissants vents stellaires et aux explosions des *supernovae* (SN) par exemple (voir leur évolution sur le diagramme HR). Ces flux énergétiques importants, tant radiatifs que mécaniques, ont un impact considérable sur le milieu interstellaire ambiant. Les étoiles massives modifient les conditions physiques et dynamiques de ce milieu et influencent ainsi les processus de formation de nouvelles étoiles (Abbott & Conti, 1987; Garcia-Segura et al., 1996; Conti, 2000). Si bien que l'ensemble de tous les processus qui leurs sont attachés placent

les étoiles les plus massives au coeur même de toute l'évolution d'une galaxie.

Cependant, l'impact des étoiles massives sur l'évolution des galaxies ne se limite pas à ces effets énergétiques. En effet, les étoiles massives sont également la source principale d'enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds résultant des processus de nucléosynthèse qui se sont déroulés en leur sein. Ces éléments lourds (C, O, Mg, Si, etc...) sont déposés dans le milieu interstellaire par l'intermédiaire des vents stellaires, des nébuleuses qui sont éjectées ainsi que lors des explosions de SN. Ainsi les étoiles massives jouent-elles un rôle essentiel dans la fabrication et la dissémination dans l'espace des éléments chimiques.

Signalons enfin que les étoiles massives jouent également un rôle important dans l'exploration de l'univers lointain. Elles contribuent en effet pour environ deux tiers à la quantité de lumière visible que nous recevons des galaxies spirales du fait de la répartition des masses donnée par la FIM et de leur très importante luminosité. Cette dernière les rend également visibles à de très grandes distances soit individuellement, soit par l'intermédiaire de caractéristiques spectrales dans la lumière intégrée d'une galaxie non résolue spatialement. Responsables également de l'échauffement de la poussière interstellaire, les étoiles massives sont aussi à l'origine d'une partie appréciable de la luminosité des galaxies dans l'infra-rouge (IR).

Sur la séquence principale, une étoile massive chaude sera spectralement identifiée comme une étoile de type OB (Walborn & Fitzpatrick, 1990), tandis que plus tard dans son évolution, elle pourra apparaître comme une lumineuse bleue variable (LBV), une Super-géante (rouge (SGR), bleue (SGB) ou jaune (SGJ)), ou bien, en toute fin de vie (pendant environ $5 \cdot 10^5$ ans), comme une étoile Wolf-Rayet (WR) (Maeder, 1997; Vanbeveren et al., 1998a). Nous définirons donc plus précisément les notions d'étoiles de type-OB, celle d'étoiles WR et le passage de l'une à l'autre. La phase LBV, par exemple, est sans doute une des phases intermédiaires, mais elle reste très peu connue du fait de sa durée très limitée. La phase Wolf-Rayet, quant à elle, est particulièrement intéressante puisque la variabilité qui y est associée est très diverse.

1.2 Evolution

Une étoile massive passe par des stades approximativement identiques à ceux d'une étoile comme le Soleil en début de vie, puis, une fois l'hydrogène épuisé, le coeur se contracte et la combustion de l'hélium se déclenche avant que le gaz d'électrons soit dégénéré. L'enveloppe de l'étoile s'étend. Un exemple de ce trajet évolutif est présenté sur la Fig. 1.1.

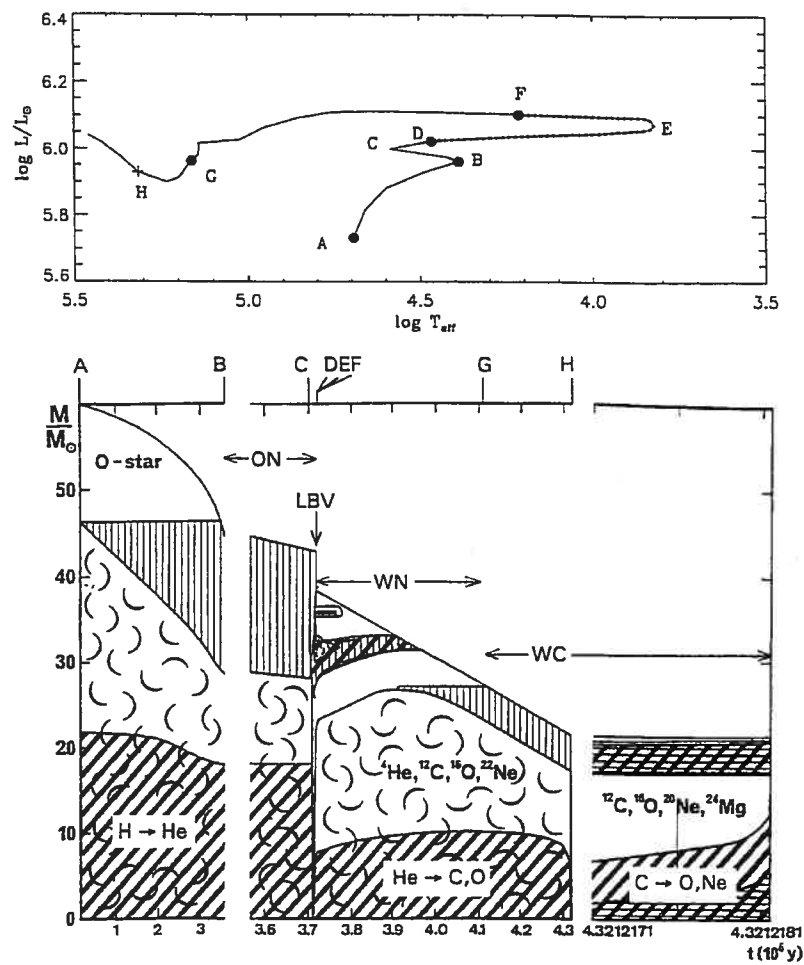


FIG. 1.1 - Trajet évolutif d'une étoile de $M_i = 60 M_{\odot}$ dans le diagramme HR (en haut) et évolution de sa structure interne en fonction du temps (en bas). Les lettres font références à des phases spécifiques expliquées dans la figure du bas. Figure tirée de Lamers & Cassinelli (1999).

Une structure de combustion en double couche, hélium-hydrogène, s'établit quand l'hélium est à son tour épuisé dans le coeur. L'enveloppe de l'étoile se dilate à nouveau : elle devient une SGR (si $m_i \lesssim 40M_\odot$ pour Vanbeveren et al., 1998b; Moffat, 2006, donne par contre $m_i \lesssim 20M_\odot$). Dans le cas où ces étoiles massives sont simples, elles vont alors subir de violentes éruptions lors du stade LBV et/ou SG. Dans le cas d'un système binaire serré, en revanche, elles rempliront leur lobe de Roche avant ces étapes éruptives.

Vient ensuite la combustion des éléments plus lourds tels que le carbone et l'oxygène et enfin le néon brûle à son tour pour donner de l'oxygène, puis du silicium. A haute température, une partie des noyaux de silicium se désintègre en particules α qui sont recapturées par les noyaux restants pour former un coeur composé de fer et de nickel. Ces réactions, peu exo-énergétiques, épuisent rapidement les ressources nucléaires de l'étoile, qui présente à ce moment une structure "en pelure d'oignon" où le coeur de fer-nickel est surmonté de couches composées essentiellement de silicium, puis d'oxygène, de néon, de carbone, d'hélium et enfin d'hydrogène.

Si la masse du coeur de Fe-Ni est $\geq 1,4M_\odot$ (masse limite de Chandrasekhar) et $\leq 3M_\odot$, cela permet de former une étoile à neutrons via une SN (Lamers & Nugis, 2002). Dans ce cas, la température et la densité y sont respectivement voisines de 10^{10} K et $10^{13} \text{ kg m}^{-3}$: le coeur est donc supporté par un gaz dégénéré d'électrons relativistes. Si la masse du coeur est supérieure à $\sim 3M_\odot$ (Shapiro & Teukolsky, 1983), il n'y aura pas de SN (sauf SNIc), mais directement la création d'un trou noir (ou BH pour Black Hole). Sur la figure 1.2, on peut voir un schéma simple de l'évolution d'une étoile massive non-binaire en fonction de sa masse initiale. On notera qu'il n'existe pas d'étoiles plus massives que $\approx 150 M_\odot$ (Figer, 2005).

Les étoiles O ont des taux moyens de perte de masse allant de 10^{-8} à $10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$, se rapprochant progressivement de la limite supérieure lorsque l'on va des étoiles de la séquence principale aux super-géantes O, et une importante vitesse terminale dans les

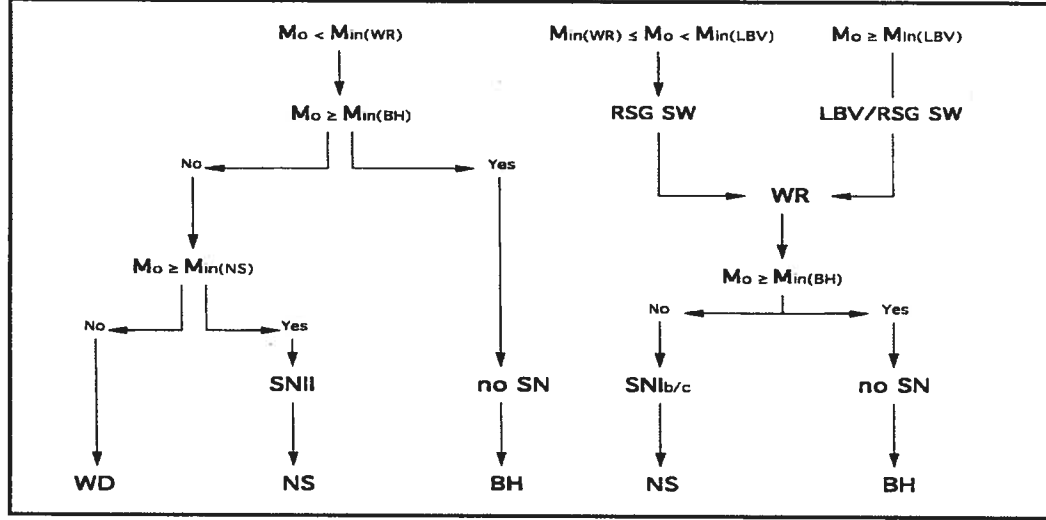


FIG. 1.2 – Diagramme illustrant l'évolution d'une étoile massive simple. M_{in} est la masse initiale minimum. $M_{in}(WR)=18M_{\odot}$, $M_{in}(LBV)\geq 40-50M_{\odot}$, $M_{in}(NS)\simeq 8M_{\odot}$, $M_{in}(BH)\simeq 20-30M_{\odot}$. SW fait référence à la perte de masse par les vents stellaires (stellar winds). Figure tirée de Vanbeveren et al. (1998a).

vents ($v_{\infty}\simeq$ quelques $10^3 km s^{-1}$). Les LBV ont, quant à elles, des taux de perte de masse moyens très élevés de l'ordre de $10^{-4}M_{\odot} an^{-1}$ et une vitesse terminale faible de quelques $10^2 km s^{-1}$. Enfin, les étoiles WR ont un taux de perte de masse relativement élevé aux alentours de $10^{-5} M_{\odot} an^{-1}$ ainsi qu'une vitesse terminale très importante ($v_{\infty}\simeq$ quelques $10^3 km s^{-1}$). Les taux de perte de masse des étoiles OB et des LBV durant la phase de repos ont été expliqués en termes de vents poussés par la radiation, où le mécanisme qui compense la masse de l'objet stellaire est une force radiative créée et maintenue par une multitude de raies spectrales. Ces vents sont optiquement minces dans le continu alors que dans le cas des étoiles WR, les taux de perte de masse sont expliqués par des vents optiquement épais poussés par les raies (Lamers & Nugis, 2002).

Les étoiles LBV (proches de la limite d'Eddington, où la pression de radiation commence à dominer sur la gravité, cf. plus bas) sont des étoiles intrinsèquement très lumineuses (les exemples les plus fameux ont une magnitude bolométrique¹ ≤ -9.5 mag),

¹La magnitude bolométrique prend en compte l'énergie rayonnée par l'ensemble du spectre électro-

supergéantes qui montrent des variabilités sur différentes échelles de temps. D'abord, des éruptions géantes avec des variations de plus de 2 magnitudes sur une échelle de quelques siècles ou des éruptions de l'ordre de 1-2 mag sur une échelle de quelques dizaines d'années. Ensuite viennent les oscillations de l'ordre ~ 0.5 mag sur quelques mois ou quelques années et enfin, elles montrent également des microvariations (≤ 0.1 mag) en quelques jours ou quelques semaines.

Lorsque l'étoile atteint son maximum de brillance visuelle, elle est près de son rayon maximum. Les maxima visibles dans l'optique sont en réalité dûs au fait que l'émission raidative de l'étoile passe de l'UV au visible lorsqu'elle se refroidit (Crowther & Willis, 1993). Ainsi, sa température effective varie de 12-30 kK (minimum visuel) à 7-8 kK (maximum visuel). L'étoile a les caractéristiques d'une hypergéante (Ia+) jaune quand elle est plus froide et celles d'une super-géante (II) bleue lorsqu'elle est plus chaude.

Comment la rotation influe-t-elle sur l'évolution des étoiles massives ? C'est un sujet encore très peu connu. Pour des raisons de temps de calcul principalement, la rotation stellaire a longtemps été omise dans la modélisation des étoiles massives, de même que dans tous les types d'étoiles. C'est seulement récemment que des études poussées sur ce sujet ont été publiées dans le cas des étoiles massives (Maeder & Meynet, 2000, 2003) et on commence seulement à entrevoir l'impact de ce phénomène sur les modèles. En effet, on pensait (Langer, 1997) que les étoiles pouvaient atteindre la limite- Ω^2 très rapidement à la fin de la phase de "brûlage d'Hydrogène dans le coeur", avant même d'avoir atteint la limite- Γ^3 .

Grâce aux études de Maeder & Meynet (2000), on sait maintenant qu'il n'est pas si facile d'atteindre cette limite- Ω . On peut voir dans cet article qu'une étoile de masse

magnétique.

²La limite- Ω est définie par la vitesse critique de rotation de l'étoile à partir de laquelle les forces de rotation centrifuges ne sont plus compensées par la gravité.

³Cette limite- Γ est atteinte lorsque la luminosité de l'étoile n'est plus compensée par les forces de gravité. c'est à dire lorsque l'étoile dépasse la luminosité d'Eddington définie par $L_{Edd} = \frac{4\pi GMc}{\kappa}$. κ est le coefficient d'opacité due à la diffusion électronique.

initiale $M_i \leq 15M_\odot$ pourrait atteindre cette limite sur la séquence principale et entamer une phase de perte de masse importante. Par contre, pour une étoile relativement plus massive ($M_i \geq 40M_\odot$), la vitesse de rotation reste très loin de sa valeur critique, sauf à la fin de la séquence principale au moment de sa contraction (conservation du *moment cinétique*). Les éruptions qu'on observe pourraient intervenir lorsque ces étoiles géantes approchent de la limite d'Eddington. Par exemple, dans le cas de l'étoile η Carinae, en supposant que l'étoile était très proche de sa limite- Γ quand elle est entrée en éruption, on arrive à reproduire la structure de la nébuleuse de l'Homunculus autour de l'étoile η Carinae aux grandes et aux petites échelles (Langer et al., 1999).

1.3 La phase OB

On appelle étoiles de "type OB", les étoiles de type O (précoce et tardif) et les étoiles de type B précoces. Dans notre Galaxie et dans d'autres galaxies spirales, ces étoiles sont celles qui indiquent le mieux la présence des bras spiraux. Il s'agit plus précisément des étoiles de type O-B3 de toutes classes (I-V), et O-B8 supergéantes (Walborn & Fitzpatrick, 1990). D'un point de vue observationnel, ces étoiles apparaissent principalement dans le bleu (filtre U). Les étoiles O sont des étoiles massives, chaudes et brillantes. Elles sont les étoiles les plus bleues de la séquence principale, et même si leur température de surface typique est inférieure à celle des WR ou des Naines Blanches, elles peuvent être considérées comme des étoiles extrêmes selon les critères classiques. Elles sont également les membres les plus difficiles à trouver de la séquence principale (cf. FIM). Les étoiles B, quant à elles, sont un peu moins chaudes, mais font néanmoins partie des étoiles les plus extrêmes, surtout si on considère uniquement les étoiles B précoces et/ou supergéantes.

Dans le voisinage solaire, la population d'étoiles O est dominée par les étoiles naines, ce qui laisse à penser que cette phase "étoile O" est la plus longue dans l'histoire des étoiles massives (Nota et al., 1996; Garmany et al., 1982).

Les spectres des étoiles OB montrent les raies d'absorption atmosphérique relativement faibles de l'hydrogène, de l'hélium neutre, et principalement de l'hélium ionisé du fait des conditions de pression et température. C'est le seul type spectral de la séquence principale dans lequel on peut voir de l'hélium ionisé, ce qui témoigne de la chaleur dégagée par les plus chaudes de ces étoiles. Les étoiles Of, en particulier, présentent une ionisation très importante dans le vent (accompagnée de raies d'émission NIII ou HeII). Les étoiles O qui présentent des raies de H et He en émission ont d'abord été appelées Oe : elles sont aujourd'hui classées dans les Be de manière plus générale. Les étoiles B classiques sont définies par la présence d'hydrogène et d'HeI dans leur spectre optique. Les étoiles Be présentent une émission en HI et HeI, voire en HeII pour les étoiles de type Oe encore plus chaudes.

Les caractéristiques principales des étoiles OB se dérivent en général de la comparaison entre les modèles et les observations. Dans la plupart des cas, il s'agit de modéliser le spectre d'une étoile observée pour en déterminer les paramètres intrinsèques. Les plus récents modèles d'atmosphères pour les étoiles O (Hubeny et al., 1998; Martins et al., 2005), montrent que les températures déterminées sont 10% moins importantes que celles déterminées par Vacca et al. (1996).

Pour créer un modèle d'atmosphère d'étoile O, trois ingrédients principaux sont nécessaires. D'abord, un traitement NLTE⁴ complet puisque les processus radiatifs dominent les processus thermiques dans de telles étoiles (Auer & Mihalas, 1972). Ensuite, il faut prendre en compte l'expansion sphérique due aux vents stellaires et le champ de vitesse qui y est relié (Hamann, 1986). Enfin, il ne faut pas oublier d'inclure le "line-blanketing" pour prendre en compte l'effet de la présence de métaux sur le spectre sortant (Abbott & Hummer, 1985; Schaerer & Schmutz, 1994).

De ces modèles on déduit alors des paramètres fondamentaux comme la température effective T_{eff} , le rayon correspondant R_* et la perte de masse \dot{M} . La connaissance

⁴LTE : Local Thermodynamic Equilibrium, c'est à dire équilibre thermodynamique local en français, NLTE : hors de l'équilibre thermodynamique local.

de la luminosité de ces étoiles est importante pour comparer les masses dérivées des modèles d'atmosphères stellaires et des modèles d'évolution stellaire, pour trouver la FIM et pour étudier l'évolution stellaire dans la partie supérieure du diagramme HR. Les magnitudes visuelles absolues ($-7.0 < M_v < -4.1$, selon Garmany & Stencel, 1992) de ces étoiles sont encore relativement difficiles à atteindre directement et on a toujours pu estimer plus facilement ces paramètres dans les amas et les associations OB dont la distance est connue. Des études photométriques montrent une microvariabilité dans les supergéantes qui augmente pour les étoiles de plus grande magnitude bolométrique. Cette tendance est réelle pour tous les types spectraux, mais est bien plus prononcée dans les étoiles O et les étoiles B précoces.

Les étoiles O et B précoces montrent la présence de vents dits *optiquement minces* (Castor et al., 1975) plus ou moins violents suivant la classe de luminosité. Le cadre théorique des vents *optiquement minces* est celui du modèle CAK publié en 1975. L'idée essentielle de cette théorie est d'associer l'accélération radiative à l'opacité due aux raies. Le vent est donc supposé transparent (optiquement mince) vis à vis de la radiation continue et on montre que seule, la diffusion de Thomson ne peut pas générer de vent. Ainsi, on peut proposer un *couplage direct* entre la matière et l'accélération par le biais des raies. Comme on pourrait s'y attendre, la vitesse du vent est donc faible à la base des vents là où les raies sont saturées et augmente ensuite. Par contre, une augmentation locale de la vitesse va conduire à un "emballement" du processus. La matière sera donc accélérée jusqu'à ce que la viscosité du vent finisse par amortir tout transfert d'impulsion. On atteint donc la vitesse terminale du vent v_∞ quand un régime stationnaire s'installe loin de l'étoile.

Dans cette théorie, la vitesse terminale et la perte de masse dépendent essentiellement de la luminosité de l'étoile et du nombre de raies efficaces prises en compte. On note également que la loi de vitesse du vent semi-empirique dérivée de cette théorie et des observations, est donnée par l'équation 2.2 au paragraphe 2.5.1. Certaines hypothèses doivent bien entendu être valables pour pouvoir appliquer les critères énoncés

ci-dessus. On doit notamment supposer l'existence d'une structure coeur-halo, que la radiation qu'émet la photosphère n'est pas affectée par le vent, qu'il n'y a pas d'interaction entre les raies et que l'approximation de Sobolev⁵ (Sobolev, 1960) est valide.

Les étoiles O naines (V) ne montrent pas beaucoup de preuves de l'existence de vents stellaires dans le spectre visible. Excepté pour les raies d'HeII 4686 et de H_{α} , les raies spectrales observées confirment l'hypothèse d'une atmosphère statique plan-parallèle⁶ en NLTE (Conti & Leep, 1974). Dans l'UV, la densité du flux est suffisante pour générer des profils caractéristiques du vent dans la raie de C^{3+} à 1550 Å (Walborn et al., 1985), mais la perte de masse le long de la séquence principale est trop faible pour avoir des conséquences significatives sur l'évolution.

En revanche, les supergéantes O (I) qui ont un rayon plus important ne compensent pas suffisamment la pression de radiation et la relation entre la perte de masse et la luminosité qui existe dans ces étoiles ($\dot{M} \propto L^{1.7}$, Crowther & Willis, 1993, pour toutes les étoiles O) accentue ce problème. Ainsi, les vents, au sein desquels les raies en émission sont formées sont plus importants dans les supergéantes. La durée de vie de ces supergéantes est de l'ordre de quelques 10^6 années avec des pertes de masse de l'ordre de $\dot{M} \sim 10^{-6} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (contre $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ pour les WR) et elles perdent donc une fraction considérable de leur masse initiale sur la séquence principale. On notera cependant que la présence de surdensités dans le vent (cf. paragraphe 2.5) peut réduire la perte de masse d'un facteur ~ 10 (Fullerton, 2005).

Bien que seule une petite partie des étoiles soient très massives (FIM), elles passent la plus grande partie de leur courte vie sous forme d'étoiles O qui brûlent de l'hydrogène. Elles finissent par transformer leur hydrogène en hélium après seulement quelques millions d'années. Les super-géantes bleues continuent à brûler de l'hydrogène sur la branche des supergéantes, tandis que les super-géantes rouges et jaunes ont déjà

⁵Approximation de Sobolev: On considère que les effets de la continuité de l'opacité sur le processus de formation des raies sont négligeables dans des gaz en écoulement rapide et que la force radiative dépend du gradient de vitesse du vent.

⁶Atmosphère "plan-parallèle" : Le rayon de l'étoile est considéré suffisamment grand pour que 2 couches successives soient comme 2 plans l'un sur l'autre.

épuisé tout le combustible H disponible dans leur coeur lorsqu'elles y arrivent.

1.4 La phase Wolf-Rayet

Les étoiles WR sont principalement définies par les larges raies en émission que l'on peut voir sur leurs spectres. C'est d'ailleurs cette caractéristique peu commune qui leur a valu leur nom. En effet, ce sont Messieurs C. Wolf et G. Rayet, deux astronomes français, qui ont découvert leur existence en 1867 à l'aide de la spectroscopie de l'époque. Il faut cependant noter que nous ne parlerons dans ce mémoire que d'étoiles WR de population I, qui descendent d'étoiles massives, et non pas de WR de population II dont les spectres sont très semblables, mais qui proviennent d'étoiles de faible masse.

Il est possible de classer ces spectres en deux catégories principales (Hillier & Lanz, 2001; Conti, 2000). Les spectres avec raies d'azote, d'hélium et parfois d'hydrogène (dans $\sim 50\%$ des cas dans le voisinage solaire), et les spectres avec raies de carbone, d'oxygène et d'hélium dont les raies de l'hydrogène sont absentes. On appelle les deux classes citées précédemment WN et WC/WO, respectivement. La classe WO est très similaire à la classe WC, mais les raies de l'oxygène y dominent à cause de la température plus élevée (Acker & Neiner, 2003). On pense que ces raies d'émissions d'éléments lourds sont le résultat de réactions nucléaires à base d'hydrogène par le cycle CNO (WN) ou d'hélium (WC) dans le coeur de l'étoile que la perte de masse importante a mis à jour. On peut ensuite établir des sous-classes d'ionisation (température) allant du chaud au froid, de WN2 à WN9 et de WO2 à WO4 puis WC4 à WC9.

Les étoiles WR sont en général comprises comme étant des étoiles de la séquence post-principale descendant des étoiles massives de type O. Leur durée de vie est estimée à environ 10 à 20 % ($\sim 5 \cdot 10^5 \text{ ans}$) de la durée de vie leur progéniteurs sur la séquence principale. Sachant qu'elles sont progéniteurs des étoiles WR, et connaissant à priori les différentes phases par lesquelles celles-ci passent, on peut voir leur évolution sur le diagramme de Hertzsprung-Russell présenté sur la figure 1.3.

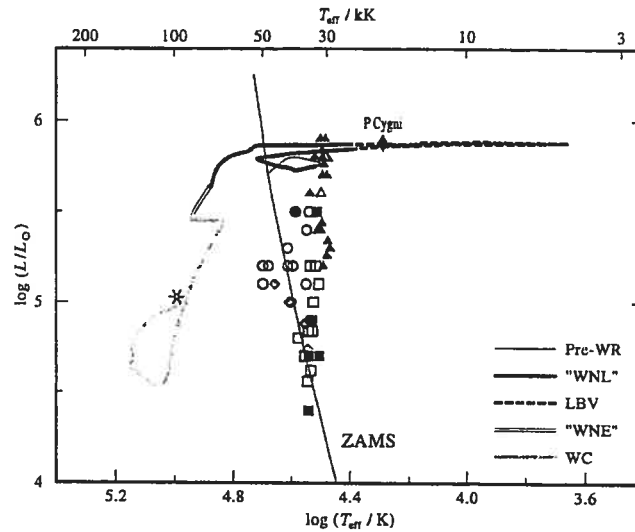


FIG. 1.3 – Evolution des étoiles massives et position des WR dans le diagramme HR. Comme on peut le voir, les observations situent les étoiles WR à des températures plus faibles que le trajet évolutif semble l'indiquer. Ceci est dû au fait que la température mesurée lors des observations correspond à celle du vent stellaire de l'étoile qui est plus froid que l'étoile elle-même. Figure tirée de Langer et al. (1994).

Dans le cas de ces étoiles, les vents sont dits *optiquement épais* près de l'étoile et sont très affectés par les problèmes de rétrodiffusion⁷ et d'interaction multiple⁸ des raies entre elles. Ce "modèle standard" de vents optiquement épais a été développé par Hamann (1991) et Hillier (1991). Pour reproduire les raies d'une WN il faut typiquement considérer la présence de l'azote et de l'hélium dans les modèles et pour celles des WC/WO, il faut considérer non seulement l'hélium, mais aussi le carbone et l'oxygène, voire les éléments du groupe des métaux (autour du "pic du fer") qui sont considérés comme le moteur principal des vents. Considérant la complexité des tables d'éléments essentiels à ces modèles tels que l'hélium, il a été longtemps impossible de synthétiser de tels spectres. Aujourd'hui, l'introduction de structures comme les *super-niveaux*⁹ dans

⁷Ceci contredit l'hypothèse CAK que le champ de radiation photosphérique n'est pas affecté par le vent.

⁸Ceci contredit également l'hypothèse CAK que chaque raie du vent n'interagit qu'avec la radiation photosphérique.

⁹Pour les atomes au delà de l'hydrogène et de l'hélium, le nombre de transitions à prendre en compte devient très important et on peut regrouper les niveaux d'énergie semblables pour simplifier la modélisation (Anderson, 1989, éq. 23 p563).

les atomes nous permet de nous approcher de plus en plus des observations.

Les raies d'émission sont formées dans le vent dense et en expansion, au sein de différentes couches et ne sont reliées aux paramètres physiques des étoiles que par des relations indirectes. La formation de ces raies se produit dans des milieux qui sont loin de l'équilibre thermodynamique, avec une composante chaotique et dans lesquels l'asphéricité et les inhomogénéités doivent être prises en compte. Ces complications physiques, qui n'ont pu être modélisées que récemment, ont considérablement ralenti les progrès dans ce champ d'application. Cependant, le fait que leurs raies d'émission se situent bien au dessus du continu permet une détection à des magnitudes relativement faibles. De plus, pour les étoiles massives, cette importante perte de masse joue un rôle dominant dans leur évolution (Hillier & Lanz, 2001; Conti, 2000). Ainsi, les modèles photosphériques classiques ne s'appliquent pas dans le cas des étoiles WR. Leur atmosphère renferme en outre des éléments lourds dont les transitions sont trop nombreuses pour une modélisation simple. Les plus récents modèles s'appuient sur des hypothèses qui auraient rendu la modélisation impossible auparavant. D'abord, tout se passe hors-ETL (NLTE), en géométrie sphérique, avec le "line-blanketing", et prend en compte l'expansion du vent (Hamann & Koesterke, 1998; Hillier & Miller, 1998, 1999). De plus, ils supposent un vent dont le moteur est la pression de radiation, prennent en compte le "clumping" présent dans le vent et doivent définir la loi d'accélération applicable à ce même vent (Gräfener & Hamann, 2005). De ces modèles, on peut déduire les paramètres des étoiles tels que la température effective T_{eff} (à $\tau = 1$ dans le vent), la masse de l'étoile M_* , le rayon R_* , la perte de masse \dot{M} ou même la vitesse terminale des vents v_∞ . Cette dernière peut également être mesurée directement sur les spectres grâce aux profils P Cygni qui sont presque toujours saturés. La vitesse terminale du vent dans les étoiles WR varie typiquement entre quelques centaines et quelques milliers de $km\ s^{-1}$ comme le montre la figure 1.4.

On notera cependant que dans une étoile WR, le rayon (R_{WR}) et donc la température

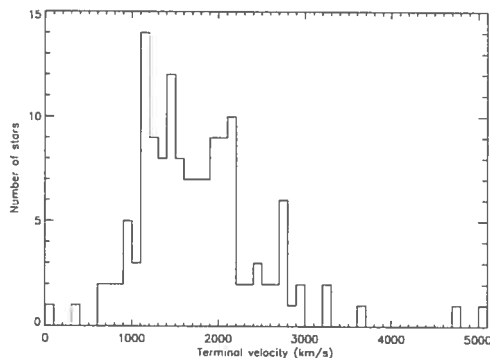


FIG. 1.4 – Répartition des vitesses terminales des vents des étoiles WR, selon les chiffres de van der Hucht (2001).

effective correspondant ne sont pas bien définis du fait du problème d'opacité de leurs vents évoqué plus haut. En effet, le rayon d'une telle étoile dépend de la longueur d'onde envisagée et la formule habituelle $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_{eff}^4$ perd tout son sens. La température la plus évidente que nous pouvons définir ici *indépendamment* de \dot{M} correspond au rayon du coeur hydrostatique de l'étoile ($\tau \approx 20$). On appelle ces paramètres R_{evol} et T_{evol} ; ils dépendent directement de la luminosité de l'étoile, et leur définition exacte est donnée par Schaerer & Maeder (1992).

La luminosité des étoiles WR de population I varie typiquement entre 10^5 et $10^6 L_\odot$ et leur température T_{evol} entre 120 000 et 150 000 K (Nugis & Lamers 2000) alors que T_{eff} varie entre 30000 et 50000K. Leurs masses varient typiquement entre 5 et $50 M_\odot$ (Van der Hucht 2001) allant parfois jusqu'à $100 M_\odot$, tandis que leurs rayons sont $R_{WR} \sim 10 R_\odot$ (Crowther & Smith, 1997; Conti, 2000), le rayon hydrostatique du coeur (R_{evol}) allant de 0.5 à $1.5 R_\odot$. Les taux de perte de masse peuvent être calculés à partir des flux radios (Abbott & Friend, 1989; Leitherer et al., 1995) ou à partir des raies d'émission (Hillier 1984; Crowther et al. 1995), mesures que l'on a appris à corriger d'un facteur 2 ou 3 à cause des inhomogénéités présentes dans les vents. Ils sont typiquement égaux à $\dot{M}_{WR} \approx 10^{-5} M_\odot \text{ an}^{-1}$. C'est à l'aide de ces mesures de taux de perte de masse que l'on peut modéliser les autres paramètres d'une étoile. Leur magnitude visuelle absolue

(M_V) est généralement déduite de la photométrie pour des étoiles dont on connaît la distance. Pour les étoiles WR on obtient $-7.63 < M_V < -2.15$ (van der Hucht, 2001). De ces paramètres on déduit ensuite la correction bolométrique (CB) à appliquer pour obtenir la luminosité intrinsèque L .

On pense qu'il existe une limite de masse initiale inférieure pour former des étoiles WR seules; celle-ci se situerait entre 15 et 40 M_{\odot} dans le voisinage solaire bien étudié (Maeder & Meynet, 2000) et dépend de la métallicité Z en général. De plus, la quantité de masse perdue lors de ces opérations est proportionnelle à l'abondance métallique, donc dans les environnements plus pauvres en Z on trouve moins de WR.

Chapitre 2

VARIABILITÉ DES ÉTOILES

MASSIVES CHAUDES

D'un point de vue observationnel, il existe différentes sortes de variabilité. On considère tout d'abord des variations à long terme, qui peuvent aller de un ou plusieurs jours jusqu'à plusieurs dizaines ou centaines de jours. Dans le système binaire WR137 que nous allons aborder au chapitre suivant, par exemple, la binarité engendre une période de $P_{orbitale} = 13$ ans. En terme de durée moyenne du phénomène, la rotation de l'étoile vient en seconde position ($P_{moy} \approx 1j$), et peut également être à l'origine de certaines instabilités telles que celles créées par les régions d'interaction en corotation (CIRs, St-Louis et al., 1995; Fullerton et al., 1997) ou les composantes discrètes en absorption (DACs St-Louis et al., 1995; Cranmer & Owocki, 1996; de Jong et al., 2001) qui seront développées plus loin dans ce chapitre.

Pour ce qui est des variations à plus court terme, les candidats sont plutôt les pulsations radiales (PR), non-radiales (PNR) et les modes étranges, ainsi que la présence de surdensités locales dans le vent. Ces surdensités, dont la définition exacte sera donnée plus tard, représentent des variations stochastiques sur des échelles de temps de quelques

TAB. 2.1 – Les différentes échelles de temps des variations dans les étoiles massives.

Phénomène	échelle de variation	périodique ?	amplitude (<i>mag.</i>)
Binarité	jours / années	oui	≤ 0.5
Rotation	jour(s)	oui	≤ 0.02
Vents	heures	stochastique	$\leq 0.01(?)$
PR, PNR	heures	oui	≤ 0.01
Modes étranges	minutes	oui	≥ 0.001

heures. Les variations liées aux pulsations se situent plutôt entre quelques minutes et une heure pour les étoiles Wolf-Rayet (Noels & Scuflaire, 1986; Glatzel et al., 1999) et atteignent quelques heures dans leur progéniteurs (les étoiles O massives, Gautschy & Saio, 1996). Le tableau 2.1 résume ces différentes sources de variabilité et servira de guide pour leur présentation tout au long de ce chapitre.

2.1 Variabilité engendrée par la binarité

La première variabilité dont le système est à l'origine est une variabilité périodique dont la période est le temps que met l'un des compagnons à faire le tour de l'autre. Pour cette raison, il s'agit d'une variation périodique à long terme dans la plupart des cas. On note cependant que le tableau 2.1 ignore le cas d'un système constitué par exemple d'une étoile massive (WR ou O) et d'un compagnon compact, où la période peut être plus petite.

En outre, la possibilité d'oscillations induites par les effets de marée dans un système binaire a été mise en lumière par Koenigsberger et al. (2002) pour le système HD5980. Il se pourrait en effet que les effets de la binarité *et/ou* de la rotation puissent conduire à la phase de LBV. Bien que les informations soient encore insuffisantes pour confirmer définitivement ces théories, le concept reste très intéressant et mérite sans doute des travaux supplémentaires.

2.2 Variabilité engendrée par la rotation

Une variation de ce type est reliée au temps que met l'étoile à effectuer une rotation sur-elle même. Il est à noter dans le cadre de la "variabilité engendrée par la rotation" que les composantes discrètes en absorption (St-Louis et al., 1995), qui sont développées au paragraphe 2.4, sont en fait elles-aussi reliées plus ou moins indirectement à la rotation du vent de l'étoile.

La vitesse de rotation est également importante pour la cohésion d'une étoile. En effet, si cette vitesse est supérieure à la vitesse qui compense les forces de gravité de l'étoile (vitesse de "break-up"), l'étoile va avoir tendance à se disloquer. On pense que ce phénomène peut être en partie à l'origine de la variabilité observée dans les LBV évoquées au Chapitre 1, voire les étoiles OBe étudiées au Chapitre 5. En effet, il semblerait que la rotation engendre une diminution de la masse effective prise en compte pour la limite Γ (Eddington), ce qui aurait pour effet de rendre l'étoile plus instable face à cette dernière (Maeder & Meynet, 2000).

2.3 Variabilité dans le vent

Comme cela a été abordé dans le Chapitre 1, la théorie classique des vents des étoiles massives suppose qu'ils sont stables. Elle ne permet cependant pas d'expliquer certains phénomènes qu'on rencontre dans les vents tels que l'émission de rayons X, la super-ionisation (apparition de O_{VI}), ou les Composantes Discrètes d'Absorption (DAC ou CDA).

Les vents de ces étoiles sont en réalité assez instables (Lamers & Cassinelli, 1999) et causent des variabilités souvent importantes. Par exemple, l'apparition d'un gradient de vitesse à un certain rayon stellaire, va très vite grandir au sein du vent. De même, l'apparition d'une augmentation locale de la vitesse des composants met la raie hors de "l'ombrage" des raies inférieures, lui permettant de voir plus de photons et donc d'être accélérée encore plus vite et ainsi de suite. Les effets de ces instabilités ont été étudiés par Owocki et al. (1994). Il existe également des endroits où les chocs engendrent des températures de l'ordre de 10^7 K et créent ainsi des rayons X qui à leur tour expliquent le phénomène de super-ionisation, et ainsi la présence de raies comme celle de OVI.

Si on reprend le cas évoqué au dessus d'un incrément de vitesse donné à une partie du vent, on a vu que le phénomène devrait s'emballer et donner lieu à une perturbation croissante. En revanche, si on prend en compte le cas d'une atmosphère où il existe

une radiation diffuse du vent, le phénomène sera différent. En effet, si on considère une petite partie comobile¹ du vent non perturbé, celle-ci voit la radiation diffuse provenant de la longueur d'onde λ_i et de son extension du côté rouge. Elle voit la radiation diffuse qui est proche d'elle à λ_i et celle qui est plus loin vers l'étoile à $\lambda \geq \lambda_i$, donc une perturbation va lui permettre d'absorber un surplus d'impulsion. Pour une partie à la base du vent, vers la surface de l'étoile, par contre, le côté rouge est très réduit et une perturbation va la priver d'un apport d'impulsion supplémentaire. Ainsi, du point de vue de la radiation diffuse, *les régions plus loin de l'étoile verront leurs perturbations en vitesse croître* (Lucy, 1986; Owocki et al., 1994). C'est pourquoi la sensibilité du vent aux instabilités est plus grande dans ses couches externes si le phénomène radiatif est important.

Après avoir cité quelques exemples d'instabilités dans les vents de manière générale, nous allons maintenant aborder les différentes structures dont on suppose l'existence dans le vent des étoiles massives et qui peuvent engendrer des variations à plus ou moins long terme. Nous nous pencherons d'abord sur les structures à plus grande échelle, probablement reliées à la rotation, puis sur des structures à plus petite échelle, phénomène découvert grâce aux observations.

2.4 Un vent structuré : grandes structures

L'un des traits les plus marquants de la variabilité des vents dans les étoiles OB est l'existence de *composantes discrètes d'absorption ou CDA* (Kaper et al., 1996) qui migrent à travers la partie en absorption des profils P-Cygni sur des échelles de temps de *quelques heures* pour finalement atteindre la vitesse terminale v_∞ ($\approx 2000 \text{ km s}^{-1}$). Pour illustrer ce phénomène, on peut voir les variations des profils P Cygni de l'étoile ξ Persei sur la *Figure 2.1*.

On voit ici que cette variabilité du vent est cyclique de nature, ce qui laisse penser

¹comobile: qui bouge en même temps que le vent.

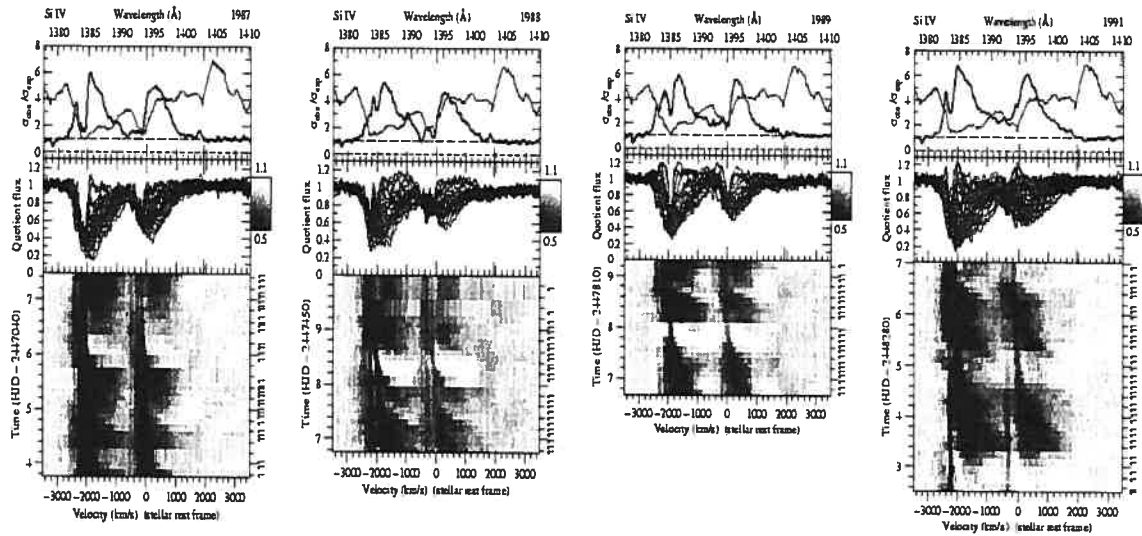


FIG. 2.1 – ξ Persei *O7.5 III*. Observation de la raie de résonance de SiIV sur une période de 4 ans. Les spectres quotient (milieu) sont montrés sous forme d'échelles de gris dynamiques sur le panneau du bas. La signification des variations est indiquée dans le panneau du haut (trait épais, c'est le Spectre de Variance Temporelle ou TVS) ainsi que le spectre moyen de l'année (trait fin). (Figure de Kaper et al., 1999).

que la *rotation stellaire* joue un rôle important au sein des vents. Ces variations peuvent être expliquées par le modèle des régions d'interaction en corotation (CIR : Corotating Interaction Regions, de Jong et al., 2001) dans lequel le flux de vent est perturbé par des structures à la surface de l'étoile. Le fait qu'il est possible de retracer la structure du vent jusqu'à des vitesses très faibles tend en effet à prouver que l'origine des CIR est bien sur la surface de l'étoile. Ces structures entraîneraient la création de flux de différentes vitesses à la surface de l'étoile. Etant donné la rotation de l'étoile, de tels courants sont alors courbés et modifient les propriétés du flux radial. Plus loin dans le vent, ces courants lents et rapides vont entrer en collision et former un front de choc qui va tourner avec l'étoile. Cette *structure en spirale* (Figure 2.2) qui tourne avec l'étoile est supposée être responsable de la réapparition périodique des CDA. On constate d'ailleurs que la période de réapparition des CDA est plus courte pour des étoiles ayant des vitesses de rotation *projetées sur la ligne de visée* plus importantes (de Jong et al., 2001).

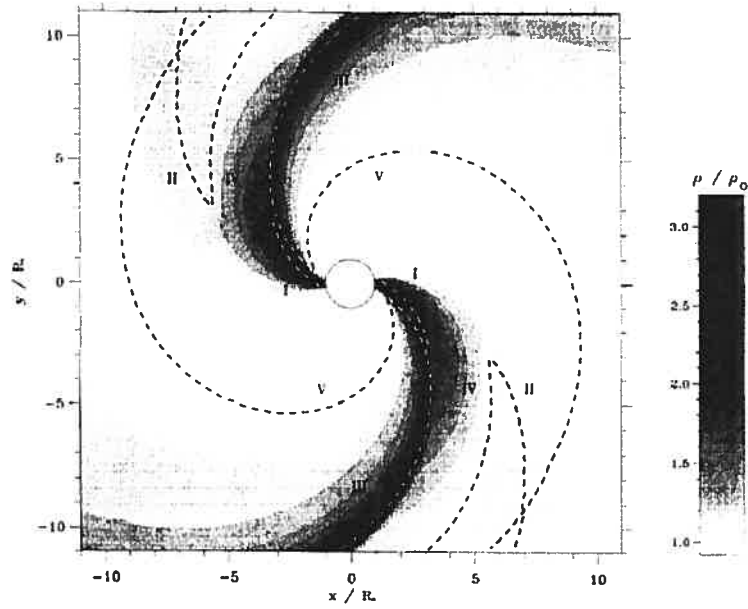


FIG. 2.2 – Modèle du point brillant. Zone I : Flux de masse accentué au dessus du point chaud. Zone II : Précurseur prograde. Zone III : Compression CIR. Zone IV : Région de plus faible densité, raréfaction après la compression CIR. Zone V : Contribution la plus large à la profondeur optique de Sobolev “radiative acoustic Abbott kink” (Figure de Cranmer & Owocki 1996).

Cependant il reste quelques problèmes à éclaircir. L’un d’eux, et non des moindres, est de savoir d’où viendraient ces structures à la surface de l’étoile. Il pourrait s’agir de structures de type magnétique à la surface de l’étoile (Underhill & Fahey, 1984); on a même supposé que les CDA pourraient être causées par les CIRs selon le modèle du vent solaire (Mullan, 1984, 1986). Cranmer & Owocki (1996) ont effectué des calculs sur l’impact de points plus ou moins brillants à la surface de l’étoile. Dans ces modèles, la présence de ces points cause le changement local nécessaire à l’apparition d’un *front de choc en forme de spirale*. La figure 2.2 est un exemple du modèle de “point brillant”.

L’origine de ces *points brillants* n’est pas encore déterminée, il pourrait s’agir de changements dans la température de surface et la vitesse, associés aux pulsations non radiales (PNR) ou alors d’une augmentation locale du taux de perte de masse due à la présence d’un champ magnétique de surface. Présentement, les recherches de champ magnétique de ce type ont été infructueuses (détection nulle avec une barre d’erreur de

70G, de Jong et al., 2001), sauf pour le cas d'une étoile de type O, Θ 'Ori C (Donati et al., 2002), qui reste à confirmer.

La vitesse centrale atteinte asymptotiquement par une CDA à la fin de son passage est une mesure de la vitesse terminale du vent v_∞ . Cette vitesse est typiquement 10-20% plus faible que la vitesse maximum du côté bleu des raies P Cygni saturées. Pour une seule étoile les vitesses asymptotiques atteintes sont les mêmes à chaque fois avec une erreur d'environ 10%. Les données ne suggèrent pas de lien entre la vitesse asymptotique et les valeurs maximales de la profondeur optique τ_c^{max} ou de la densité de colonne N_c^{max} . La vitesse centrale minimum pour laquelle les CDA ont pu être détectées est d'environ $(0,2 - 0,4)v_\infty$ sauf pour certaines étoiles de la séquence principale où ce paramètre peut aller jusqu'à $(0,7 - 0,9)v_\infty$. Cependant, vu la largeur des CDA (parfois $0,5v_\infty$), la variabilité en question a pu être retracée jusqu'à vitesse nulle dans plusieurs cas. On note que les plus importantes CDA se retrouvent dans les géantes et les super-géantes chaudes (Kaper et al., 1999).

On a également trouvé des Modulations Périodiques d'Absorption dans les vents (MPA) qui pourraient être causées par les perturbations du vent dues aux pulsations radiales et non radiales. Owocki et al. (1995) ont montré que les structures en spirale qui tournent avec l'étoile sont une explication valide pour les contours *isoflux* de l'étoile HD64760. Ils ont utilisé un modèle cinématique dans lequel les spirales tournent à travers la ligne de visée et ont montré que la partie de la spirale qui est à une vitesse intermédiaire entre dans la colonne d'absorption en premier suivie des parties haute et basse vitesse simultanément. La partie basse-vitesse cause un déplacement de l'absorption vers le rouge et la partie haute-vitesse un déplacement vers le bleu. De plus, pour mieux comprendre la variabilité en H_α , de Jong et al. (2001) ont créé un modèle semi-empirique dans lequel toutes les sortes de combinaisons de structures corotatives sont possibles. Considérant que ξ Persei contient 2 CIR importantes et 2 plus faibles, qui réapparaissent avec une période de 4.18 jours, selon le modèle de la *figure 2.3a*, on

obtient un spectre dynamique très similaire aux observations (figure 2.3b/figure 2.1).

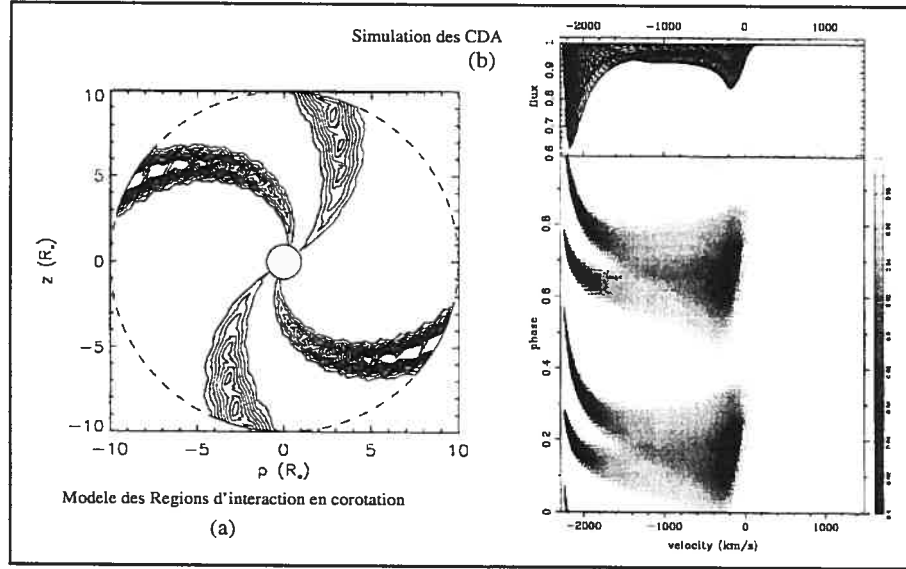


FIG. 2.3 – (a) Modèle simplifié des CIR pour ξ Persei (b) Modélisation des CDA (de Jong et al., 2001).

On utilise un modèle d'absorption minimum (extrait des données suivant la méthode rigoureuse de Kaper et al., 1999) pour isoler les CDA du profil PCygni. Les CDA sont alors obtenues à l'aide de la méthode décrite par Henrichs et al. (1983). On suppose que les CDA sont des tranches de matériau plan-parallèles sur la ligne de visée. Ils donnent naissance à un profil d'absorption Gaussien à la vitesse v_c avec un paramètre d'élargissement v_t et une profondeur optique centrale τ_c . L'intensité de cette composante est donnée par l'équation 2.3 (de Jong et al., 2001; Cranmer & Owocki, 1996).

$$I(v) = \exp(-\tau_c \exp[-(\frac{v - v_c}{v_t})^2]). \quad (2.1)$$

On fait alors varier ces 3 paramètres et on les ajuste à chaque élément dans les spectres en utilisant la méthode du χ^2 de Marquardt (Bevington, 1969). On doit aussi simuler la densité de colonne $N_{col} = \frac{\sqrt{\pi}}{\kappa_L \langle m \rangle} \cdot \frac{\tau_c v_t}{1 + \frac{v_c}{c}}$, où $\langle m \rangle$ est la masse moyenne des atomes du gaz et des ions. Dans les simulations on peut voir cet élément accélérer à

travers le profil de raie tout en devenant de moins en moins large, la densité de colonne augmente alors jusqu'à une valeur maximum pour diminuer de nouveau lorsque la CDA approche de v_∞ . On note que les CDA produites par un "enroulement" radiatif-acoustique accélèrent plutôt lentement. Ceci est bien reproduit pour une loi β de vitesse du vent (voir section 2.5.1) de $\beta \sim 2 - 4$ (Cranmer & Owocki, 1996).

2.5 Un vent structuré : petites structures

Sur les spectres des étoiles WR et parfois des étoiles OB, on peut observer de petites "sous structures" qui se déplacent sur le haut des raies larges en émission (première mise en évidence par Moffat et al., 1988), comme par exemple, sur la raie de CIII λ 5696 du spectre de l'étoile WR137 que nous verrons au chapitre 3. Ces structures engendrant des variations non périodiques (i.e. stochastiques) sont en général appelées des "blobs" (cf. Lépine & Moffat, 1999; Robert, 1992). Leur nom indiquant qu'il s'agit d'inhomogénéités locales (de densité supérieure à la normale) qui se propagent dans le vent. Elles voyagent en accélérant depuis l'intérieur vers l'extérieur avec les vents. Lorsqu'elles s'éloignent physiquement du centre de l'étoile, on peut les voir s'éloigner du centre des raies d'émission qu'on observe.

L'étude de *l'instabilité de Rayleigh-Taylor* peut être très intéressante dans le cadre d'inhomogénéités dans les vents tels que les "blobs". Dans le vent accéléré radiativement, une perturbation positive de la vitesse d'un élément de fluide comprime la couche en amont et crée ainsi une augmentation de la densité. L'interface entre les deux régions de densités distinctes est instable et se déforme dans la direction perpendiculaire au gradient de densité. Cette déformation se structure en ondulations de l'interface et est d'autant plus importante que le contraste de densité est élevé. Les ondulations spatiales les plus petites sont celles qui se développent le plus vite. Le fluide le plus dense pénètre alors le fluide le moins dense en accentuant l'amplitude des ondulations (Chan-

drasekhar, 1961). La formulation de l'instabilité de Rayleigh-Taylor propre aux vents accélérés radiativement a été présentée par Nelson & Hearn (1978). Malheureusement les simulations hydrodynamiques des vents perturbés ont toujours été réalisées avec la seule dimension radiale et de nombreux paramètres ne sont pas encore pris en compte.

La surface de l'étoile est invisible à l'observateur du fait de l'opacité des vents. Les vents d'une étoile WR ont une structure radiale assez simple. Plus on s'éloigne de la surface de l'étoile, plus la température diminue, engendrant une diminution de l'ionisation des espèces. Ainsi, une structure qui se déplace va passer successivement au travers des différentes régions d'émission des raies (ou LER : Line Emission Region) présentes dans le vent. Les raies des étoiles WR sont plus faciles à étudier que les raies des étoiles dont les vents sont plus faibles du fait de leur intensité de leur largeur en vitesse. Dans le cas des étoiles de type WC par exemple, la raie de CIII 5696 est plate et formée relativement loin de l'étoile, ce qui permet de repérer et de suivre les structures en question sur de plus gros laps de temps. Les raies des éléments les plus ionisés se retrouvent vers l'intérieur et les moins ionisés vers l'extérieur. Les structures citées plus haut sont appelées des "blobs" ou zones d'inhomogénéités et se déplacent dans le vent avec une accélération constante depuis l'intérieur vers l'extérieur (Grosdidier et al., 2001; Robert & Moffat, 1990). Ces blobs ne sont encore que l'explication d'un phénomène observationnel, et leur forme physique exacte est encore inconnue, mais rien ne permet, à ce jour, de mettre leur existence en doute. La vitesse à laquelle ces derniers se déplacent est caractérisée par une loi de vitesse semi-empirique appelée "loi β " que nous allons développer ici.

2.5.1 Loi de vitesse β

Pour pouvoir étudier les vents étendus des étoiles WR et O la théorie indique que la vitesse des surdensités suit une "loi β " de la forme 2.2 :

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{\star}}{r}\right)^{\beta}, \quad (2.2)$$

avec l'accélération 2.3

$$a(v) = \beta \frac{v^2}{R_\star} \left[\left(\frac{v}{v_\infty} \right)^{-\beta} - \left(\frac{v}{v_\infty} \right)^{\frac{\beta}{2}} \right]^2. \quad (2.3)$$

Cette formule peut être approximée pour $\beta \geq 1$ (Lépine & Moffat, 1999) par :

$$\beta.a(v) = R_\star^{-1} \left[v \ln \left(\frac{v}{v_\infty} \right) \right]^2. \quad (2.4)$$

Ceci est très utile pour l'étude des vents des étoiles WR par rapport aux vents des étoiles O. En effet, dans le cas des étoiles O, l'approximation 2.4 n'est probablement plus valable étant donné la faible étendue des vents ($\beta \lesssim 1$). Les équations 2.5 et 2.6 servent à projeter ces quantités sur la ligne de visée telles que nous les voyons (considérant que l'angle entre la ligne de visée et la direction de la vitesse est θ).

$$v_R = v(r) \cos(\theta), \quad (2.5)$$

$$a_R = \frac{dv_R}{dt}. \quad (2.6)$$

Ainsi, déterminer la valeur de β , connaissant bien sûr les valeurs de R_\star et v_∞ , nous permet de connaître l'étendue des vents autour de l'étoile (Grosdidier et al., 1999). On notera que $\beta \sim 1$ pour les étoiles de type O et $\beta \gg 1$ pour les vents des étoiles WR dans la plupart des cas. Par exemple dans le cas de l'étoile WR137 étudiée au chapitre 3, nous avons une valeur de $\beta R_\star \sim 38 R_\odot$, ce qui donne avec $R_\star \sim 4.5 R_\odot$ une valeur de $\beta \sim 10$.

Pour étudier les vents des étoiles massives, on peut également se baser sur une équation d'évolution de la vitesse dans le vent un peu plus complexe et ad hoc introduite

par Hillier & Miller (1999) :

$$v(r) = \frac{V_0 + (V_\infty - V_{ext} - V_0)(1 - R_\star/r)^{\beta_1} + V_{ext}(1 - R_\star/r)^{\beta_2}}{(1 + V_0/V_{coeur}) \exp[(r - R_\star)/h_{eff}]} \quad (2.7)$$

V_0 , V_{coeur} et V_{ext} sont des vitesses à différentes distances successives de l'étoile. h_{eff} est une hauteur efficace. Le dénominateur permet d'obtenir la structure en profondeur, V_{ext} et β_2 sont les paramètres qui permettent de distinguer entre les parties internes et externes du vent. La loi de vitesse pourrait en effet être mieux caractérisée par une accélération moins importante dans le vent, ce que représente bien l'équation 2.7.

2.5.2 Modélisation des “blobs”

De nombreux modèles d'atmosphères existent pour les étoiles WR (Hillier & Miller, 1998; Koesterke & Hamann, 1995) et ils se basent sur des hypothèses de stationnarité, de symétrie sphérique, et supposent une perte de masse et une loi de vitesse données. Même si ces modèles reproduisent en partie les observations générales, il existe de nombreuses preuves que ce vent est en fait *fragmenté* et *variable* sur diverses échelles de temps et d'espace. On trouve des structures à grande échelle assez facilement avec des spectres IUE de rapport signal à bruit relativement faible ($S/N \sim 20$) : ce sont les CDA évoquées plus haut. On trouve également des structures à bien plus petites échelle par le biais des variations de profil de raies qu'on détecte sur des spectres optiques avec des rapports signal à bruit bien plus importants ($S/N \sim 100-1000$).

Le Modèle de “Patch” décrit en détails dans Dessart & Owocki (2002) est très intéressant pour la modélisation des variations de profil de raies, c'est à dire des blobs. Le formalisme SSF (*Smooth Source Fonction*) est utilisé ici, avec une simulation 1D inspirée du code ZEUS-2D², et on essaie d'atteindre une bonne modélisation de la

²Le code ZEUS-2D résout les équations de la magnéto-hydrodynamique non relativiste, incluant le transfert de radiation, les champs magnétiques (fossiles), la rotation et la gravité. Ce code est développé par le Laboratoire de Superinformatique Astrophysique (NCSA, University of Illinois at

structure 3D du vent avec cette “méthode Patch”. On représente alors la structure 3D du vent suivant des “rayons” radiaux côniques d’un certain angle solide en petites parties de 1D. Plus l’angle solide sera petit, et plus la reproduction des profils de raie sera fidèle. Une description générale de cette méthode est présentée au paragraphe 2.5.4.

On notera de plus que les hypothèses utilisées jusqu’à récemment pour la modélisation du vent ont été mises en défaut dans le cas de ces blobs justement. En effet, on utilisait couramment l’approximation de Sobolev³ dans les théories CAK pour simuler les vents poussés par des raies. Cependant, si cette approximation est valable pour des structures de taille caractéristique supérieure à la longueur de Sobolev $L = \frac{v_{th}}{dv_r/dr}$ elle ne serait pas aussi précise pour des structures à petite échelle telles que les “blobs”. Owocki & Puls (1999) utilisent ainsi une méthode plus précise, la EISF (*Escape Integral Source Function*), pour prouver que, effectivement les structures à petite échelle ne sont pas aussi bien reproduites.

2.5.3 Profils de raies d’émission pour un vent structuré.

L’émission d’une raie à la longueur d’onde de l’observateur λ , intégrée sur un élément de vent avec les coordonnées (r, θ, Φ) avec $\mu \equiv \cos\theta$ est :

$$L_\lambda = 4\pi \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{R_\star}^{r_{max}} dr r^2 \eta_\lambda(r, \mu, \Phi). \quad (2.8)$$

Le volume de vent est limité par des sphères à R_\star et r_{max} mais peut être construit avec une structure arbitraire. On suppose une simple raie d’émission optiquement mince

Urbana-Champaign).

³L’approximation de Sobolev permet d’avoir une solution purement locale du transport des raies. En effet, un photon émis à la longueur d’onde ν_0 va interagir avec une raie dans une région de vitesse déterminée par le gradient de vitesse et la largeur du profil intrinsèque. Cette région d’interaction peut être large en vitesse. L’approximation de Sobolev suppose que la largeur de la région d’interaction est nulle et que le photon interagit avec une raie à une *seule* vitesse.

pour les besoins de la simulation. L'émission du vent à (r, μ, Φ) et à la longueur d'onde λ est

$$\eta_\lambda(r, \mu, \Phi) = cste \times \rho^2(r) f(r) \delta \left(\lambda - \lambda_0 \left(1 - \frac{\mu v(r)}{c} \right) \right), \quad (2.9)$$

où $f(r)$ représente la dépendance radiale de l'émission. On la considère généralement comme étant égale à l'unité entre deux rayons et 0 partout ailleurs. De plus, la constante $cste$ est aussi mise à l'unité puisque l'on ne cherche que des variations relatives. Si on normalise la longueur d'onde par $x = (\frac{\lambda}{\lambda_0} - 1) \frac{c}{v_\infty}$ et on utilise la propriété $L_\lambda d\lambda = L_x dx$ on a :

$$L_x \propto \int_{-1}^1 d\mu \int_0^{2\pi} d\Phi \int_{R_*}^{r_{max}} dr r^2 \rho^2(r) f(r) \delta \left(x + \frac{\mu v(r)}{v_\infty} \right). \quad (2.10)$$

Si on intègre sur μ

$$dL_x \propto \begin{cases} 2\pi (v_\infty/v(r)) r^2 \rho^2(r) dr & \text{pour } |x| \leq v(r)/v_\infty \\ 0 & \text{sinon} \end{cases};$$

on voit alors que la raie a une forme carrée plate qui s'étend entre les longueurs d'onde $\pm v(r)/v_\infty$. On intègre ensuite sur toutes les "coquilles" et on a :

$$L_x = \int_{R_*}^{r_{max}} dr \left[\frac{dL_x(r)}{dr} \right], \quad (2.11)$$

d'où on peut voir que les raies sont plus étroites à la base du vent et plus larges plus loin dans le vent.

2.5.4 La méthode "Patch"

Si on voulait trouver une structure plus généralisée en 3D, on devrait inclure les effets de la rotation, de la pression du gaz et même des composantes latérales de la

force de raies. Dans le cas présent, on considère que l'approximation 1D *radiale* est amplement suffisante pour reproduire les traits caractéristiques des vents optiquement minces des étoiles OB. On peut alors voir le vent comme une infinité de petits cônes d'angle au sommet α tel que vu du centre de l'étoile. La sphère est alors entièrement décrite par le rayon $R \in [R_*, r_{max}]$, et les angles $\theta \in [0; \pi]$ et $\phi \in [0; 2\pi]$. Le nombre de "patches" sur la sphère est de $N = \frac{4\pi}{\alpha^2}$. Les "patches" ne sont pas des disques, mais plutôt des petites sections carrées de sphère.

Comme dans la méthode développée ci-dessus, on somme alors sur les m_i "patches" dans chaque anneau θ_i à chaque rayon r , et la contribution de chaque émission est donnée par :

$$dL_x(r, \theta_i) \propto \begin{cases} \frac{2\pi}{m_i} (v_\infty/v(r)) r^2 \rho^2(r) dr & \text{pour } x_{min,i} < x < x_{max,i} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} .$$

En pratique, on simule le profil de raie dans un vecteur *longueur d'onde* donné qui contient plusieurs centaines d'éléments espacés régulièrement de Δx pour parcourir tout l'espace situé entre $\frac{-v_{max}}{v_\infty}$ et $\frac{+v_{max}}{v_\infty}$ comme dans le cas classique exposé précédemment.

On ne fait pas d'hypothèses quant à la structure radiale du vent, mais on alloue au hasard la distribution dans les "patches" telle qu'elle est à un temps donné dans le code ZEUS-2D (utilisation des "snapshot"). A $t = 0$ on distribue aléatoirement 400 *snapshots* sur les *patches*, on calcule le profil qui résulte de cette distribution et on incrémente en temps. Les incréments sont de 400s pour les simulations de profil et de 100s pour le code ZEUS-2D. On peut voir les résultats d'une telle simulation sur les *figures 2.4a et b*. Les parties (a) et (b) de la figure 2.4 sont comparables aux mouvements des blobs en niveau de gris de la partie (c) pour les observations des étoiles WR. On remarquera que les profils d'émission synthétisés sur la figure 2.4a ici ne varient que dans les ailes contrairement aux observations. Par contre sur la figure 2.4b, les résultats des modèles

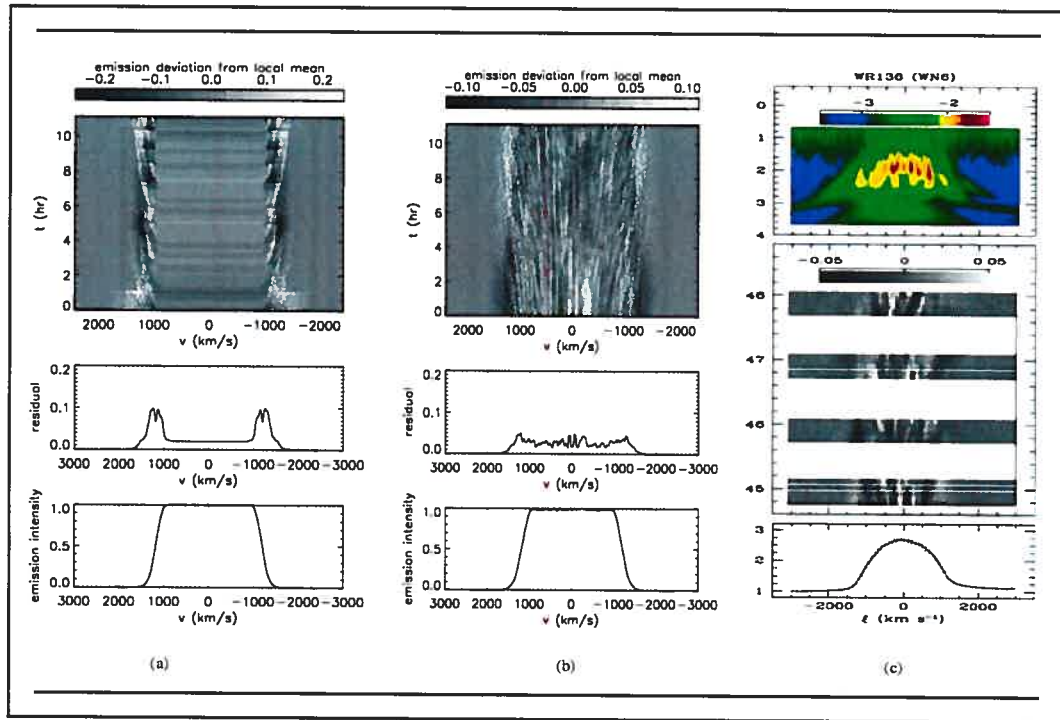


FIG. 2.4 – (a) et (b) : Images en niveaux de gris de l'évolution temporelle des déviations (en haut) par rapport au profil moyen (en bas) (a) vent symétrique (b) modèle "Patch", 4586 cônes indépendants (Dessart & Owocki, 2002). (c) : Variations du profil de raie pour WR136 (Lépine & Moffat, 1999). La figure du bas correspond à l'intensité minimum, moyenne et maximum dans la raie; les panneaux centraux correspondent à l'évolution des résidus dans le temps, l'axe des y est gradué en heures; le panneau du haut correspond au spectre en ondelette de la série temporelle.

sont relativement fidèles aux observations. Le principal inconvénient de cette méthode "patch" réside dans le fait que chaque patch est indépendant de ses voisins, ce qui manque encore malgré tout de réalisme.

2.6 Pulsations radiales, non-radiales et modes étranges

De la même manière que les notes d'un orchestre nous renseignent sur la taille des instruments, la période d'oscillation des étoiles pulsantes nous renseigne sur leur taille (une période de pulsation dépend de la densité de l'étoile). L'histoire de la théorie

des pulsations remonte à Eddington (1918), mais le concept simplifié fut introduit par Ledoux (1945) et est très bien décrit par Ledoux & Walraven (1958).

2.6.1 Aspect qualitatif des pulsations

Dans le diagramme HR, il existe une région appelée la *zone d'instabilité* qui comprend les Céphéides, les étoiles W Virginis, les δ Scuti, les RR Lyrae et les Céphéides naines. Les étoiles ayant des températures effectives et des gravités appropriées sont donc susceptibles de produire des pulsations radiales.

Les pulsations seraient engendrées par l'opacité des raies. D'un point de vue qualitatif, l'exemple des *Céphéides* est des plus édifiants. En effet, leur variabilité a été un défi important pendant bien des années dans la théorie des pulsations stellaires. Ce problème est maintenant résolu, mais seulement grâce aux progrès dans les calculs d'opacités (code OPAL) et non grâce à de nouvelles découvertes. C'est donc le mécanisme de l'opacité qui entretient les pulsations dans ces étoiles, mais à partir d'un saut d'opacité différent de celui qu'on rencontre dans les variables pulsantes habituelles. L'excitation spontanée d'un mode d'oscillation est causée par un certain comportement de l'opacité. Lors de la phase haute pression de l'oscillation, l'opacité moyenne de Rosseland augmente dans les couches externes. Cela amène à la capture d'une partie du flux radiatif et à la conversion de son énergie en énergie de pulsation. Les ondes acoustiques qui sont impliquées dans les modes radiaux des pulsations stellaires sont essentiellement des ondes stationnaires similaires à celles qui se produisent dans un tuyau ouvert à un bout. Le noeud est au centre de l'étoile et le ventre à la surface. Le mode fondamental n'a qu'un seul noeud entre le centre et la surface, le premier harmonique comporte un autre noeud entre les deux et le second encore un autre noeud, et ainsi de suite.

en revanche, expliquer le mécanisme qui engendre ces pulsations, Eddington eut l'idée que les étoiles sont des moteurs à chaleur. Le *travail* effectué par chaque couche de l'étoile durant un cycle est la *différence entre la chaleur entrant et la chaleur sortant*

du gaz. Pour entretenir le moteur, la chaleur doit arriver au moment de compression maximum, comme dans un moteur de voiture. Si la différence est positive, on aura une amplification des oscillations et une diminution dans le cas contraire. Le moteur de ces pulsations est situé dans le coeur de l'étoile, là où l'énergie *thermonucléaire* est générée. Ce mécanisme, couramment appelé le *mécanisme ϵ* n'est pas suffisant pour créer des pulsations dans des étoiles classiques (Céphéides par exemple). Pour le rendre viable, on doit invoquer un *mécanisme de valve*. En effet, si une couche devenait plus opaque en se comprimant, cela pourrait emprisonner l'énergie allant vers la surface et pousser les couches vers l'extérieur. Puis, comme les couches en expansion deviennent plus transparentes, la chaleur pourrait s'échapper, pour laisser retomber la couche vers le centre et recommencer un nouveau cycle. Pour que ce mécanisme existe vraiment, il faudrait alors que l'opacité augmente avec la compression. En général, ce n'est pas le cas, parce que $\kappa \propto \frac{\rho}{T^{3,5}}$. Les lois de la thermodynamique indiquent que T augmente plus vite que ρ , et κ n'augmente donc pas avec la compression. Cependant, dans certains cas, ceci est possible : si la couche en question est partiellement *ionisée* (dans la zone de transition en réalité), l'énergie qui aurait pu servir à la chauffer va servir à ioniser et donc la température n'augmentera pas si vite et permettra à l'opacité d'augmenter. Ce mécanisme est appelé le *mécanisme κ* (κ = opacité). Il marche comme un piston mécanique. Dans une zone d'ionisation partielle, ce mécanisme est renforcé par une tendance des couches à absorber la chaleur adjacente, c'est le *mécanisme γ* . Dans la plupart des étoiles il y a 2 zones d'ionisation : la zone d'ionisation partielle de l'hydrogène et la zone d'ionisation partielle de l'hélium II (correspondant aux deux premiers sauts d'opacité de la Fig. 2.5). Dans les étoiles massives, étant donné les énergies mises en jeu, ce mécanisme est tout à fait viable.

Dans le cas des étoiles très *massives*, on a également trouvé que le mécanisme ϵ évoqué plus haut pouvait engendrer des instabilités de pulsation dans le coeur. Pour les étoiles massives, ce sont également les sauts d'opacité qui vont être à l'origine des pulsations, mais ils peuvent être différents. En effet, en plus de ceux de l'hydrogène et

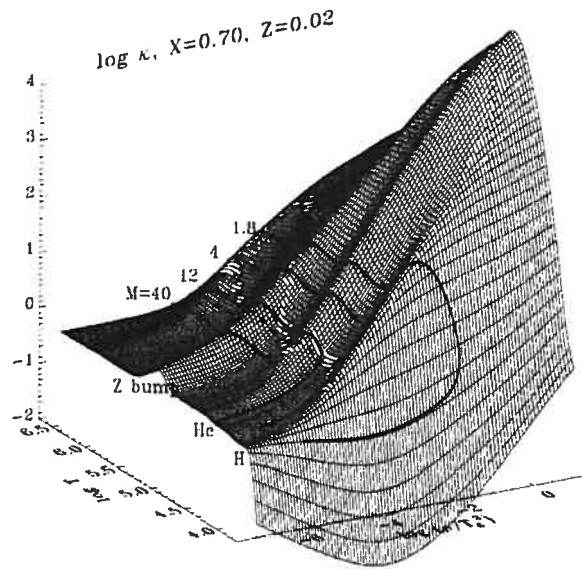


FIG. 2.5 – Les sauts d’opacité dans des étoiles de différentes masses (Pamyatnykh, 1999) représentés sur un diagramme de l’opacité vs. $\log T$ vs. $\log \rho/T_6^3$ (où $T_6 = T/10^6$). Les traits pleins décrivent les trajets d’étoiles de 1.8 à $40 M_\odot$. On remarque que, dans une étoile de $40 M_\odot$, le saut d’opacité de l’H ne fait pas partie du mécanisme de pulsations.

de l’hélium cités plus haut, on a ici un nouveau saut à $\log T \approx 5.3$ (“Saut du fer”, Fig. 2.5) qui correspond à des transitions de structure fine dans le groupe des métaux. Il semblerait en outre qu’un autre saut d’opacité correspondant à $\log T \approx 6.3$ puisse être à l’origine de pulsations à modes g dans les étoiles WR dont le coeur brûle de l’hélium (Townsend et al., com. priv.).

2.6.2 Aspect quantitatif des pulsations

Cas uniquement radial

On suppose que les pulsations prennent place de manière adiabatique (cela revient à dire que l’énergie associée au mouvement des pulsations n’effectue pas de travail sur le gaz et est ainsi conservée d’une oscillation à l’autre) et ont une forme $\zeta = \delta r/r_0$ (un petit déplacement radial δr par rapport à la position initiale r_0). Une étoile qui pulse

n'est pas en *équilibre hydrostatique*, c'est pour cette raison que pour la modéliser on doit partir d'une équation générale prenant en compte les oscillations. Ce sera ici la seconde loi de Newton 2.12 :

$$\rho \frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{-GM\rho}{r^2} - \frac{dP}{dr}. \quad (2.12)$$

On peut utiliser l'approche non-linéaire du problème des pulsations qui nous permet de prendre en compte le plus grand nombre de paramètres. On peut également simplifier le problème en linéarisant l'équation différentielle 2.12. Pour savoir ce qui se produit lorsqu'une étoile subit des pulsations *radiales*, on va alors déplacer le système de sa configuration d'équilibre et le lâcher pour qu'il commence ses oscillations. On peut ensuite linéariser en ne considérant que des petites amplitudes pour ces oscillations. On suppose alors un petit déplacement de r_0 à $r_0(1 + \zeta)$ dans les équations et on pourra négliger les termes d'ordre 2 ou supérieur. On peut ensuite introduire ces petits déplacements dans $\rho = \rho_0(1 - 3\zeta)$ et $P = P_0(1 - 3\gamma\zeta)$ (en considérant que $P = K\rho^\gamma$, dans des conditions adiabatiques réversibles). On considère ici un modèle d'étoile "à une zone"⁴, et en remplaçant les quantités précédentes dans l'équation 2.12, on obtient une équation différentielle du type 2.13 :

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d^2 \delta r}{dt^2} = -(3\gamma - 4) \frac{GM}{r_0^2} \frac{\delta r}{r_0}. \quad (2.13)$$

Si $\gamma > \frac{4}{3}$ (l'accélération $\frac{dv}{dt}$ est négative) la solution est classique de la forme $\delta r = A \sin \omega t$. En insérant cette forme de δr dans l'équation 2.13, on trouve $\omega^2 = (3\gamma - 4) \frac{GM}{r_0^3}$ et la période $\Pi = \frac{2\pi}{\omega}$. Ceci nous donne alors la valeur de la période de pulsation :

$$\Pi = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4}{3} G \rho_0 (3\gamma - 4)}}, \quad \text{où } \rho_0 = \frac{M}{\frac{4}{3} \pi r_0^3}. \quad (2.14)$$

⁴Le "modèle à une zone" consiste en un point central qui contient toute la masse de l'étoile, M_{tot} , entouré par une seule mince coquille sphérique de masse M et de rayon r qui représente la couche de surface de l'étoile. L'intérieur de l'étoile est rempli d'un gaz sans masse de pression P qui a pour seul but de compenser la masse de l'étoile au niveau de la couche de surface.

Il est à noter que les effets de la rotation ou du champ magnétique sur les pulsations radiales ne sont pas encore très clairs. Cependant, on peut affirmer dès maintenant que la rotation va causer une diminution de la période de pulsation pour les étoiles dont le γ^5 est compris entre $4/3$ et $5/3$, alors que le champ magnétique va faire augmenter cette période.

Cas général

On considère souvent uniquement les oscillations qui suivent les coordonnées radiales (pulsations radiales). Si maintenant on considère un vecteur \vec{r} à trois coordonnées dans l'espace au lieu d'un simple r , les pulsations peuvent être non-radiales (PNR). Les PNR sont supposées jouer un rôle important dans les variations de profils de raies dans les étoiles massives (Osaki, 1986). Les modes p représentés sur la Figure 2.6 correspondent à des pulsations non-radiales dans le soleil.

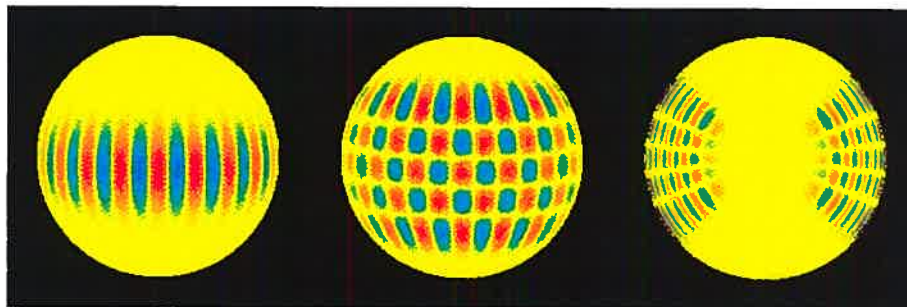


FIG. 2.6 – Représentation des modes p dans le soleil. (gauche) $l = 19, m = 19$; (centre) $l = 19, m = 15$; (droite) coupe permettant de voir l'intérieur du soleil, $n = 11, l = 19, m = 15$. Image empruntée au *Centre Solaire de Stanford*.

La solution générale de l'équation hydrodynamique des pulsations (Gautschy & Saio, 1995) est une onde se propageant suivant les coordonnées radiales, mais aussi suivant les coordonnées surfaciques, qui seront représentées par des harmoniques $Y_{lm}(\theta, \Phi)$

⁵ γ est l'indice polytropique d'un gaz : on rappelle que la condition de stabilité des étoiles sans champ magnétique et sans rotation est $\gamma \geq 4/3$ (Choudhuri, 1998, p153.).

dont on donne ici la forme à titre indicatif dans l'équation 2.15.

$$Y_{lm}(\theta, \phi) = (-1)^{\frac{m+|m|}{2}} \left[\frac{2l+1(l-m)!}{4\pi(l+m)!} \right]^{1/2} P_l^m(\cos \theta) e^{im\phi}. \quad (2.15)$$

La lettre n représente, comme expliqué au paragraphe précédent, l'ordre radial, les lettres l et m représentent différentes fonctions propres dans les coordonnées polaires et azimutales respectivement. La pulsation intrinsèque est proportionnelle au degré l , et m affecte la période apparente. P_l^m est un polynôme de Legendre qui représente les variations angulaires de l'harmonique sphérique.

Pour résumer et simplifier, on considère une étoile homogène de densité uniforme. Les modes-p et les modes-g définis par Cowling (1941) engendrent différentes pulsations. On donne ici ces pulsations en unités adimensionnelles (approximation pour $n \gg 1$, Cox, 1980, p235) :

$$\omega_{ln}^2 \approx \begin{cases} 2\Gamma_1 n^2 + \frac{l(l+1)}{2\Gamma_1 n^2}, & \text{modes - p} \\ -\frac{l(l+1)}{2\Gamma_1 n^2}, & \text{modes - g} \end{cases}$$

On note que même si les expressions utilisées ici sont simplifiées, elles suffisent en général à la description des cas réels.

D'après Cowling (1941) on peut classer les fréquences propres suivant des groupes basés sur les mécanismes physiques qui sont responsables de leur propagation. On définit ainsi les "modes g" ou modes de gravitation et les "modes p" ou modes de pression. Pour $n = 0$ ces modes correspondent aux modes radiaux classiques, et pour n croissant les modes p peuvent être grossièrement vus comme des ondes radiales qui ont n noeuds. On pourrait donc les appeler des ondes longitudinales, alors que les oscillations caractérisées par les modes g pourraient être appelées des ondes transversales. Entre ces deux classes il existe un mode appelé "mode f". Dans les étoiles B par exemple, ces pulsations semblent effectivement être engendrées par l'opacité des raies (Dziembowski, 1994). Les modes bas sont des modes p et g avec des périodes de 0,1 à 0.3 jours, tandis

que les modes hauts sont des modes g de période supérieure à 4 jours.

2.6.3 Les pulsations radiales et non radiales dans les étoiles massives

Les périodes des pulsations radiales et non radiales dans les étoiles massives, sont supposées s'étaler entre ~ 1 heure (pour les WR, Noels & Scuflaire, 1986; Gautschy & Saio, 1996) et ~ 1 jour (pour les étoiles OB massives, Gautschy & Saio, 1996)

On trouve des étoiles pulsantes dans quasiment toutes les parties du diagramme HR. Cependant, il existe très peu de cas d'étoiles O pulsantes. Fullerton et al. (1996) ont confirmé 3 candidates et suspecté 6 autres cas tous situés dans la bande d'instabilité prédite par Kiriakidis et al. (1993). de Jong et al. (1999) ont testé l'hypothèse des PNR comme origine des CDA dans les étoiles O. Différents modes de PNR ont effectivement été trouvés dans les deux étoiles étudiées (ζ Per et λ Cep). Cependant, aucune période n'est consistante avec les périodes de réapparition des CDA. Les modes de degré le plus bas sont les plus facilement observables ($l \leq 2$, où l est le degré sphérique du mode) par la photométrie. L'excitation et la visibilité de modes d'ordre supérieur dans les étoiles B et d'autres types sont discutées dans Balona & Dziembowski (1999).

Grâce aux observations des étoiles pulsantes, on peut trouver plusieurs types d'informations (Jerzykiewicz, 1994). Des informations sur leur état d'équilibre (masse, âge, composition chimique, température efficace et gravité de surface), sur leurs valeurs propres (période et constante de pulsation) ou sur leurs vecteurs propres (mode de pulsation radiale, non-radiale, mode fondamental ou harmonique, pression ou gravité). La période de pulsation peut être dérivée par induction ou par déduction. Dans le premier cas, on va trouver une période dans les observations et s'attacher à démontrer qu'il ne peut s'agir que de pulsations. Dans le second, par contre, on va supposer qu'une pulsation dans un mode spécifique cause ces variations, et en déduire une phase ainsi qu'une période.

Les étoiles Be (e.g. ζ Oph (O9.5Vne), Walker et al., 1979, 2005) montrent des varia-

tions de profils de raies (lpv) reliées aux pulsations radiales et non-radiales. Au minimum une douzaine de fréquences d'oscillation ont été détectées entre 1 et 10 cycles/jour. La spectroscopie réalisée simultanément au sol a permis d'identifier 6 d'entre elles comme étant reliées aux lpv . En outre, il est possible que la présence simultanée de modes progrades et rétrogrades dans l'étoile soit à l'origine des épisodes de perte de masse.

2.6.4 Modes étranges

Les analyses de la structure de l'enveloppe des étoiles massives ont mené à l'identification d'une nouvelle sorte d'instabilité de pulsation, les *modes étranges* qui apparaissent ici et sont bien différents des pulsations dans les étoiles de plus faible masse. Ces modes ont été définis par Wood (1976). On a longtemps cru qu'il s'agissait de modes d'origine thermique comme les modes classiques, mais Gautschy & Glatzel (1990) ont réalisé que ces modes existaient toujours dans l'approximation NAR (Non Adiabatique Réversible), pour laquelle le mécanisme κ n'existe plus. On notera également qu'il existe des modes étranges adiabatiques (Saio et al., 1998). En effet, dans la partie adiabatique, les fréquences propres ont des variations (par rapport à un paramètre de contrôle identique) similaire à celles des modes non-adiabatiques. Des travaux (Glatzel, 1994; Glatzel et al., 1999) indiquent maintenant qu'il s'agit d'ondes acoustiques pour lesquelles la pression de radiation joue un rôle clé dans les oscillations et l'amplification. En effet il semblerait qu'elles se développent typiquement dans des régions où la pression de radiation excède la pression des gaz, c'est-à-dire des régions qui seraient à un facteur 2 de la limite d'Eddington (grand rapport L/M). Ces modes étranges peuvent se manifester aussi bien dans les pulsations radiales que non radiales et on peut effectivement noter une correspondance entre les instabilités prédites pour ces modes et les variations de profil dans les raies (Kiriakidis et al., 1993; Fullerton et al., 1996). Il se pourrait même que ces pulsations jouent un rôle non-négligeable dans le démarrage de la perte de masse des étoiles WR ou des LBV (Glatzel, 1997).

Les modes étranges supposés apparaître dans les étoiles de rapport masse-luminosité

(i.e. L/M) important sont des modes de pulsation dont le spectre de fréquence ne suit pas les dépendances habituelles (Saio et al., 1998). Dans des conditions très non-adiabatiques, ils apparaissent par paires de modes très stables⁶ et très atténués. Le plus intéressant paramètre de ces modes est que l'amplitude de leurs pulsations semble être confinée à de très fines régions de l'étoile près de la zone d'*inversion de densité*⁷ près de la surface de l'étoile. Si la masse ou la température effective de l'étoile varie, la position de l'inversion de densité varie relativement à la surface et modifie la fréquence des *modes étranges*. A cause du confinement de ces modes dans cette zone, ils varient sur des échelles de temps beaucoup plus courtes que les modes *classiques*. Ainsi, on peut voir sur la figure 2.7 que la modification d'un paramètre de contrôle entraîne une variation rapide du spectre de fréquence.

Les études sont en général compliquées par le fait qu'on peut rencontrer des modes thermiques, en plus des modes étranges, dans ces diagrammes. Selon les études de Glatzel et al. (1999), les modes étranges devraient avoir des amplitudes de quelques millimagnitudes pour des périodes de quelques minutes dans le cas des étoiles Wolf-Rayet, tandis que le faible rapport L/M dans les étoiles OB sur la séquence principale n'en fait pas de bons candidats pour les modes étranges. En revanche, les étoiles LBV sont de parfaites candidates pour les modes étranges dont les instabilités pourraient être à l'origine des épisodes éruptifs (Kiriakidis et al., 1993).

2.6.5 Instabilité latérale d'une atmosphère de Thomson et modes étranges

Depuis les travaux de Spiegel (1976); Spiegel & Zahn (1977), on suppose que les atmosphères supportées par la pression de radiation montrent des instabilités de type Rayleigh-Taylor associées au support d'un fluide lourd par un fluide plus léger qui conduit à la formation de "bulles de photons". Des analyses de stabilité récentes ont

⁶Le confinement de l'amplitude "coince" l'effet d'atténuation radiative et la perturbation de la force de radiation est en déphasage avec la perturbation de densité, d'où une stabilité accrue.

⁷Dans cette zone, la pression de radiation est très supérieure à la pression des gaz.

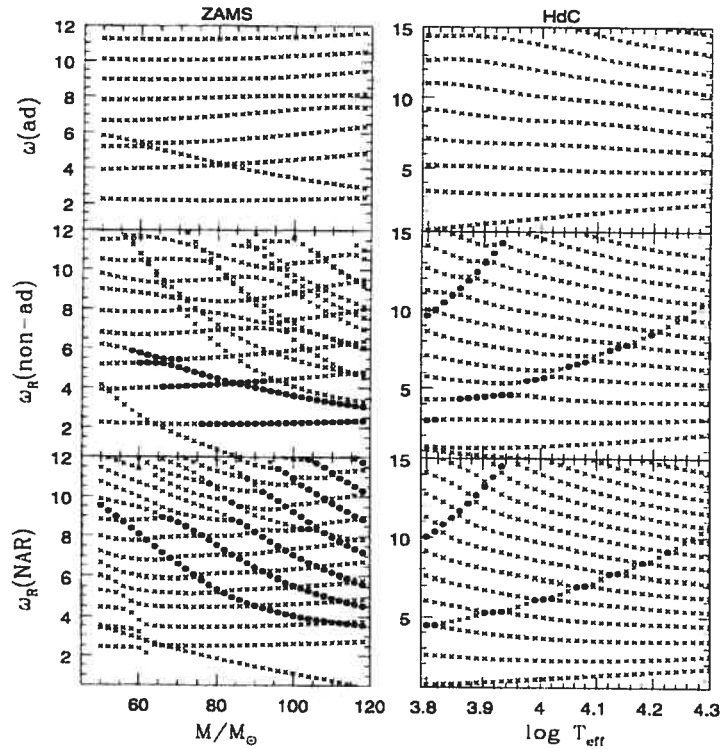


FIG. 2.7 – Diagramme modal de 2 modèles d'étoiles extrait de Saio et al. (1998). Les axes verticaux représentent la fréquence d'oscillation normalisée par $\sqrt{GM/R^3}$. Pour l'approximation adiabatique et NAR (Non Adiabatic Reversible), les croix représentent des modes dont la partie imaginaire de la fréquence propre disparaît et pour l'analyse adiabatique, les fréquences dont la partie imaginaire est positive. Pour le modèle non-adiabatique, les cercles pleins représentent les modes dont partie imaginaire de la fréquence propre est négative, et une partie imaginaire finie pour l'approximation NAR.

démonstré que même une atmosphère de Thomson pure⁸ est sujette à des instabilités intrinsèques dues au développement d'inhomogénéités latérales. Ces instabilités semblent avoir beaucoup de choses en commun avec les phénomènes qui permettent l'excitation des modes étranges en particulier (Shaviv, 2001). Cela semble en effet se produire plus souvent dans les atmosphères où la pression de radiation domine la pression du gaz favorisant l'établissement d'un régime à la limite entre le *purement adiabatique* et *l'isotherme* pour le transport d'énergie alors que la radiation diffuse combat l'opacité qui protège les compressions de gaz localisées. La pression de radiation dominante a ten-

⁸Atmosphère supportée par la diffusion de la radiation par les électrons libres (*Thomson scattering*).

dance à comprimer le gaz encore davantage, conduisant à une croissance instable des structures latérales. Shaviv (2001) relie les modes stationnaires *et* propagés à l'apparition de ce maximum de croissance sur des échelles latérales comparables aux échelles verticales.

2.6.6 Observations de modes étranges

La seule *observation* supposée de tels modes a eu lieu dans Blecha et al. (1992) avec l'étoile WR40 (WN8). Il s'agissait d'une période de 627 secondes avec une amplitude de l'ordre de 2,5 mmag. Malheureusement, malgré toutes les tentatives ultérieures, cette période n'a jamais été retrouvée plus tard (Schneider et al., 1994; Marchenko et al., 1994). Ces faits laissent à penser que cette période était soit éronnée, soit pouvait varier en amplitude avec le temps. Plus récemment, dans le cadre de cette thèse, on a observé l'étoile Wolf-Rayet WR123 (du même type, WN8) avec le satellite MOST pour tenter d'éclaircir cette question. La conclusion de ces recherches quant aux modes étranges est présentée au chapitre 4.

2.7 Le problème de la création et de l'entretien des vents dans les étoiles WR

Ce paragraphe aborde un problème bien connu pour lequel différentes explications ont été proposées, sans pour autant apporter une solution définitive. En effet, il existe dans les étoiles possédant un vent stellaire dense, une relation entre la luminosité, la perte de masse engendrée par le vent et la vitesse de ce dernier. Pour les étoiles OB, le ratio $\eta = \frac{\dot{M}v_{\infty}}{L/c}$ (où L est la luminosité de l'étoile), est en général nettement inférieur voire proche de l'unité. Pour les étoiles Wolf-Rayet, cependant, ce ratio s'éloigne sensiblement de 1, atteignant parfois des valeurs de $\eta = 10 - 50$ (Hamann et al., 1993).

C'est ce phénomène qu'on appelle le *wind-momentum problem*. L'explication la plus évidente serait reliée à la diffusion multiple d'un grand nombre de raies spectrales (Springmann, 1994; Gayley et al., 1995) dans laquelle la stratification en ionisation évoquée précédemment joue un rôle important. Mais il existe également d'autres explications possibles. On ne sait pas encore quel impact la présence de petites structures (les *blobs*) dans les vents (Moffat & Robert 1994) peut avoir sur le mécanisme qui "pousse" les vents des étoiles WR ou des étoiles O (Fullerton, 2005), par exemple. La présence de structures à grande échelle comme les CIR, pourrait également avoir un impact sur ce phénomène (CIRs, St-Louis et al., 1995; Fullerton et al., 1997). Un autre mécanisme pourrait servir à atteindre des valeurs aussi élevées : des oscillations de plus ou moins grande amplitude engendrées par les pulsations que nous avons évoquées dans ce chapitre (Glatzel et al., 1993). D'autres phénomènes comme la rotation ou le champ magnétique de ces étoiles pourraient également être responsables du problème évoqué ici.

L'étoile Wolf-Rayet WR137 étudiée au chapitre suivant (Chapitre 3) est une cible idéale pour étudier les petites et larges structures présentes dans le vent qui pourraient apporter une explication à ce "wind-momentum problem". WR123 est quant à elle le premier cas établi sans ambiguïté de pulsations parmi toutes les étoiles WR et représente ainsi une possibilité de répondre à la question de savoir quel est l'impact des pulsations sur la création et le maintien des vents dans une étoile WR. Elle est étudiée au Chapitre 4. Le Chapitre 5 permet, après avoir étudié certains types de variabilité dans deux étoiles WR de deux sous-classes différentes, d'étudier plus en détails la variabilité dans les étoiles OB massives.

Chapitre 3

L'ÉTOILE WOLF-RAYET WR137

Ce chapitre provient de l'article *Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-Producing WC7pd+O9 Binary HD192641* paru dans l'édition de Mai 2005 de la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* (L. Lefèvre, S. V. Marchenko, S. Lépine, A. F. J. Moffat, A. Acker, T. J. Harries, K. Annuk, D.A. Bohlender, H. Demers, Y. Grosdidier, G. M. Hill, N. D. Morrison, D. C. Knauth, G. Skalkowski, S. Viti, MNRAS, vol 360, pp141-152, 2005).

Cet article est centré sur le système WR137. Celui-ci contient une étoile WR de type WC tardif (donc relativement froid) et a longtemps été soupçonné d'avoir un compagnon de type O. L'étude menée ici peut permettre de confirmer la présence de ce compagnon et éventuellement de préciser les paramètres d'une orbite déjà avancée par Williams (2001). Etant donné son type tardif, WR137 est une cible idéale pour étudier l'impact de la poussière sur la variabilité intrinsèque ou extrinsèque de l'étoile. En outre, c'est une très bonne candidate à l'étude des "surdensités" dans le vent, et on peut ainsi vérifier si leur comportement est identique dans les étoiles binaires et simples. Cette étude ouvre également la voie à l'étude de l'impact possible de la présence de ces surdensités sur le mécanisme de création et d'entretien du vent.

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-Producing WC7pd+O9 Binary HD192641.

L. Lefèvre^{1,2}, S. V. Marchenko³, S. Lépine⁴, A. F. J. Moffat¹, A. Acker², T. J. Harries⁵, K. Annuk⁶, D.A. Bohlender⁷, H. Demers¹, Y. Grosdidier⁸, G. M. Hill⁹, N. D. Morrison¹⁰, D. C. Knauth¹¹, G. Skalkowski¹, S. Viti¹²

Abstract

We present the results of an optical spectroscopic study of the massive Wolf-Rayet binary HD192641=WR137. These 1986-2000 data cover the dust-formation maximum in 1997. Combining all available measurements of radial velocities, we derive, for the first time, a spectroscopic orbit with period 4766 ± 66 days (13.05 ± 0.18 years). The resulting masses, adopting $i=67^\circ$, are $M_O=20 \pm 2 M_\odot$ for the O component and $M_{WR}=4.4 \pm 1.5 M_\odot$ for the WR component. These appear, respectively, \sim normal and on the low side for the given spectral types. Analysis of the intense multi-site spectroscopic monitoring

¹Département de Physique, Université de Montréal and Observatoire du mont Mégantic, C.P. 6128, Succ. "Centre-Ville", Montréal, QC H3C 3J7, Canada, lefevre,moffat,demers,skalkowski@astro.umontreal.ca.

²Observatoire de Strasbourg, Université Louis Pasteur, 11 Rue de l'Université, 67000 Strasbourg, France, tt.lefevre,acker@astro.u-strasbg.fr.

³Department of Physics and Astronomy, Western Kentucky University, Bowling Green, KY 42101-3576, USA, sergey@astro.wku.edu.

⁴Department of Astrophysics, Division of Physical Sciences, American Museum of Natural History, 79th Street, NY 10024, USA, lepine@amnh.org.

⁵School of Physics, University of Exeter, Stocker Road, Exeter, EX4 4QL, United Kingdom, th@astro.ex.ac.uk.

⁶Tartu Observatory, 61602, Tõravere, Estonia, annuk@aai.ee.

⁷Herzberg Institute for Astrophysics, National Research Council of Canada, Victoria, BC V9E 2E7, Canada, david.bohlender@nrc-cnrc.gc.ca.

⁸Ernest Rutherford Physics Building, McGill University, 3600 rue University, Montréal, QC H3A 2T8, Canada, gyves@physics.mcgill.ca.

⁹W.M. Keck Observatory, 65-1120 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743, hill@keck.hawaii.edu.

¹⁰Ritter Observatory, Dept. of Physics & Astronomy, The University of Toledo, Toledo, OH 43606-3390, USA, nmorris2@uoft02.utoledo.edu.

¹¹Department of Physics and Astronomy, Northwestern University, Evanston, IL 60208, dknauth@pha.jhu.edu.

¹²Department of Physics and Astronomy, University College London, Gower Street, London WC1E 6BT, sv@star.ucl.ac.uk.

in 1999 shows that the CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$ lines have the highest intrinsic variability levels. The periodogram analysis yields a small-amplitude modulation in the absorption troughs of the CIV $\lambda 5802/12$ and HeI $\lambda 5876$ lines with a period of 0.83 days, which could be related either to pulsations or large-scale rotating structures as seen in the WN4 star EZ Canis Majoris (WR6). Wavelet analysis of the strong emission lines of CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$ enabled us to isolate and follow for several hours small structures (emission subpeaks) associated with density enhancements within the wind of the Wolf-Rayet star. Cross-correlating the variability patterns seen in different lines, we find a weak but significant correlation between the variability in emission lines with different ionization potential, i.e. in lines formed at different distances from the WR stellar core. Adopting a β wind-velocity law, from the motion of individual subpeaks we find $\beta \sim 5$, which is significantly larger than the canonical value $\beta \simeq 1$ found in O-star winds.

3.1 Introduction

Population I Wolf-Rayet stars are highly evolved He-burning descendants of massive OB-stars, which are assumed to have undergone rapid luminous blue variable (LBV) mass-loss episodes before reaching the WR stage (Langer et al., 1994). They exhibit intense broad emission lines produced by highly-ionized atoms (Conti, 2000), which form a hot, fast and dense stellar wind (Hamann & Koesterke, 1998). Furthermore, recent observations (Moffat et al., 1988; Lépine & Moffat, 1999; Lépine et al., 2000) revealed that the winds are highly structured, although the “Standard Model” of a WR-star wind was based on the simplifying assumptions of spherical symmetry, homogeneity, time independence and a monotonic velocity law for the wind (Hillier, 1991; Hamann, 1991). The highly structured nature of the winds may be related to numerous small-scale density enhancements embedded in the outmoving WR wind. Once included in the framework of the “Standard Model”, the micro-structuring (clumping) allowed one

to: (i) produce much better fits of the emission line profiles (especially in the red-shifted electron-scattering wings: Hamann & Koesterke, 1998), (ii) bring theoretical spectral energy distributions closer to the observed infrared and radio fluxes (Nugis et al., 1998).

There are two broad classes of WR stars: WN, where nitrogen lines dominate, and WC (WO), with dominance of carbon (oxygen). These two classes may then be further divided according to spectral ionisation related to wind temperature. Many of the cooler WC subtypes are known to be prolific dust makers. There are two situations in which a WC star can produce dust: (1) in a presumably single WC star of late spectral subtype (mainly WC9 and some WC8) and (2) in a WC+O binary with a relatively long-period, often eccentric, orbit and no restrictions on the WC subtype. Currently seven WC stars are known to be episodic dust makers with periods or suspected periods of several years. We refer here to WR19 (WC4), WR48a (WC8), WR70 and WR98a (WC9), and three WC7 stars WR125, WR137 and WR140 (Williams, 1995). All of these are confirmed or suspected binaries with elliptical orbits and massive companions. They serve as unique laboratories, allowing one to study formation of dust in most hostile environments (Harries et al., 2004; Marchenko et al., 2002, 2003; Monnier et al., 1999, 2002; Tuthill et al., 1999; Williams et al., 2001).

As one of the dust-producing prototypes, WR137 (*WC7pd + O9*, van der Hucht, 2001) was frequently observed in the last two decades. The initial discovery that WR137 forms dust during large IR outbursts (Williams et al., 1985) prompted various investigators to obtain observations in 1997-1998 during the most recent outburst. One of these studies based on near-IR HST/NICMOS2 images (around the predicted periastron passage, Marchenko et al., 1999), revealed dust clumps leaving the system. Different IR and UBV photometry campaigns yielded a ~ 13 year modulation (Panov et al., 2000; Williams et al., 2001) which was supposed to be related to the presence of a binary. WR 137 also shows a strong polarisation “line effect”, possibly produced in a spatially anisotropic (flattened) wind (Harries et al., 2000). Two of the best studied “line effect” WR systems, WR6 (Harries et al., 1998, 1999) and WR134 (Harries et al., 1998),

reveal the presence of periodically repeatable structures in their winds (Morel et al., 1997, 1999, and references therein). We organised an intense multi-site spectroscopic monitoring campaign of WR137 in 1999-2000 in order to improve the orbital parameters and study the structure of the WR wind and thus obtain a better understanding of the dust formation process. Here we report on the results of this campaign and its integration into previous observations.

3.2 Observations

Spectroscopic CCD data were obtained from 1986 to 2000 at six different observatories (see Table 3.1) with 1-2 m class telescopes: the Observatoire de Haute Provence (France), hereafter OHP; the Observatoire du Mont Megantic (Quebec), OMM; the Tartu Observatory (Estonia), TO; the Dominion Astrophysical Observatory (Victoria, Canada), DAO; the Ritter Observatory (Toledo, Ohio), RO; and the Kitt Peak National Observatory (Arizona), KPNO.

3.3 Reduction and Analysis

All spectra were extracted locally at each observatory using standard routines (mainly de-biasing, flat-fielding and conversion to a one-dimensional spectrum). The remaining calibration steps (wavelength calibration, continuum rectification, removal of the telluric spectrum) were performed for all the spectra in succession using standard IRAF¹ routines, thus producing a homogeneous data set.

¹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

TAB. 3.1 - Summary of Observing Runs.

Site	telescope (m)	UT dates	No. Spectra	Sp. Coverage (Å)	Sp. Dispersion (Å/pix)	S/N (cont.)
DAO	1.8	08/1986-07/1999	41	5300-6100	0.75	250
KPNO	0.9	11-19/09/1999	58	5600-6000	0.10	100
OHP	1.5	01/1997-07/1999	50	5200-6100	0.35	60
OMM	1.6	07/1991-09/1999	55	5100-6600	0.65	80
RO	1.0	06/1999-09/1999	67	5100-6100	1.50	90
TO	1.5	06/1999-03/2000	27	5600-6000	0.80	60
Total			236			

During the continuum rectification we made sure that all the parameters, especially the wavelength windows assigned to a line-free continuum, were identical for all the spectra, although the much higher resolution but limited spectral range of the KPNO spectra forced us to choose fewer continuum windows (although similar ones for the overlapping range) for their rectification. Spectral samples used for the determination of the continuum are shown in the top panel of Figure 3.1. To be able to detect and measure subtle temporal variations in the WR line profiles, we carefully removed the telluric lines from all the spectra. Using normalized spectra of WR 137 taken at different air masses, we created a template of the telluric lines, then divided the appropriately scaled and binned (to attain the same resolution as the target spectrum) template into each observed spectrum. Additional iterative adjustment of the intensities and positions of the telluric lines allowed us to achieve an optimal removal.

3.4 Assessing variations in the spectra

3.4.1 Temporal Variance Spectrum

Observing line profile variability in WR spectra, one may encounter several types of intrinsic variations: a stochastic component related to the small-scale inhomogeneities in the wind (Moffat et al., 1988; Lépine & Moffat, 1999), as well as periodic variations on various timescales from hours to weeks, presumably caused either by pulsation, rotation or an orbiting companion (Bratschi & Blecha, 1996). To assess whether the variability patterns are intrinsic to the star or due to spurious features introduced during the reduction process (mainly associated with the continuum fitting and wavelength calibration), we use the “Temporal Variance Spectrum” (TVS) approach (Fullerton et al., 1996; Prinja et al., 1996; ?). At each wavelength (index j) we calculate:

$$TVS_j = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\bar{\sigma}_0}{\sigma_i} \right)^2 \frac{1}{\bar{S}_j} (S_{ij} - \bar{S}_j)^2 - \bar{\sigma}^2 \rho_j^2 \quad (3.1)$$

where index i refers to a given spectrum (total number N), $(\frac{\bar{\sigma}_0}{\sigma_i})^2$ is taken to be 1 ($\bar{\sigma}_0$ is the noise determined for the entire time series and σ_i the noise determined from continuum pixels in each spectrum), S_{ij} is a spectrum taken at time t_i at the j^{th} pixel or wavelength and \bar{S}_j is the spectrum averaged over time (index i). The last term of the equation helps to eliminate the spurious details arising from small positional errors introduced during the wavelength calibration: $\bar{\sigma}$ is proportional to the typical error of the radial velocities, and ρ_j is the gradient of \bar{S}_j with respect to the wavelength.

As defined, the TVS does not provide any detailed information about temporal characteristics of the line profile variability. This can be remedied by calculating TVSs for isolated sub-sets. We have therefore calculated a TVS for each set of observations. We grouped the data sets in different ways to access different variability periods. Data sets were first grouped on a day-by-day basis, showing significant variability of the strong emission lines CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$. Then the data were grouped in gradually larger intervals. The most representative sub-set for OHP, OMM, DAO, TO data (1999, July) is shown in Figure 3.1 along with the TVS for the KPNO data (1999, September). The TVS for the RO data is similar in shape but the variations are less significant, as expected from the higher noise level of the data. It is not shown here for reasons of clarity.

Statistical behavior of the TVS follows a $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2$ distribution, hence thresholds (straight lines in our case) of a given statistical significance can be drawn for each TVS: $T = \sigma_0^2 \chi_{N-1}^2$, where N is the number of spectra and σ_0 refers to the noise level in the adjacent continuum. In Figure 3.1 one can see that the variations in the CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$ lines are significant at the 99% level (i.e., exceeding the 1% threshold) for the combined OHP, OMM, DAO, TO data.

It turns out that the observed profile variations (Fig. 3.1 and other TVSs not shown here) are practically always significant at the 99% level. The spike-like features around the sharp interstellar Na D1/D2 lines at $\lambda 5890/96$ are caused by combinations of spectra with different spectral resolutions (bottom panel) or difficulties in fitting the

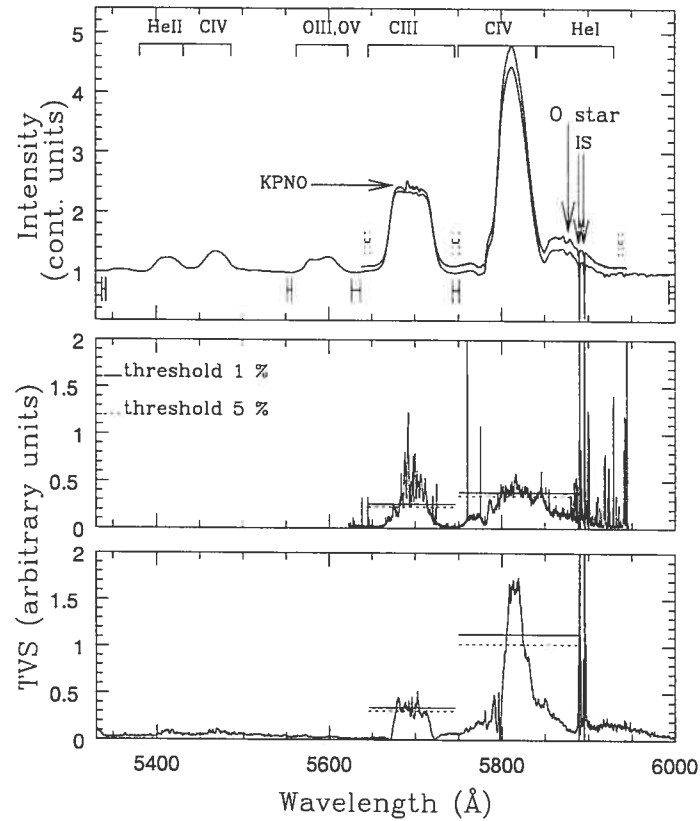


FIG. 3.1 – The upper panel shows the reference mean spectrum of WR137 (combined OHP, OMM, DAO, TO and RO data sets) with the superposed, vertically shifted (for clarity) mean spectrum from the KPNO set. The continuum windows used for both sets are displayed in the form of horizontal bars. The upper ones refer to KPNO data while the lower ones refer to OHP, OMM, DAO, TO and RO data. The middle panel shows the TVS for the KPNO data for September 11-19 1999, and the lower panel shows the TVS for the combined July 1999 sets from DAO, OHP, OMM and TO.

continuum (middle panel). Indeed, the RO TVS (not shown here) does not display these features as long as it is a combination of data from the same instrument and the continuum is well defined.

3.4.2 Wavelet analysis

In order to investigate the variability in the different spectral lines on a relatively small scale, it is possible to use the wavelet techniques described in Lépine et al. (2000). To perform this analysis of rapid spectral variations, a carefully computed mean spectrum must be subtracted from the individual spectra.

The mean spectrum was constructed in steps. First, the sub-sets of the data (usually the rectified, telluric-free spectra from the same observatory) were grouped into preliminary means. Then, these groups were cleaned from any deviating spectra (comparing the preliminary mean to the individual spectra), forming the final mean spectra. The final mean spectra at similar spectral resolution (OHP, OMM, DAO, TO) were used to form, via simple averaging, the template mean used in this section. Due to the different spectral resolutions, the KPNO and RO data were first treated separately. We show that all the most prominent emission lines in the 5400-6000Å range are variable, predominantly in the form of narrow emission subpeaks moving across the broad line profiles.

In Figure 3.2 (left) we plot deviations from the average profile (shown at the bottom of Figure 3.3) for spectra obtained during the 1999 multi-site campaign (OHP, OMM, DAO, TO, RO) for the CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$ lines and only for the nights where the temporal coverage is the best. Two types of variability patterns are apparent in the residuals: (1) patterns marked by narrow moving features as is most apparent in the CIII $\lambda 5696$ emission line, and (2) broad patterns that suggest that the whole line is globally increasing or decreasing in strength, as is most obvious in the CIV

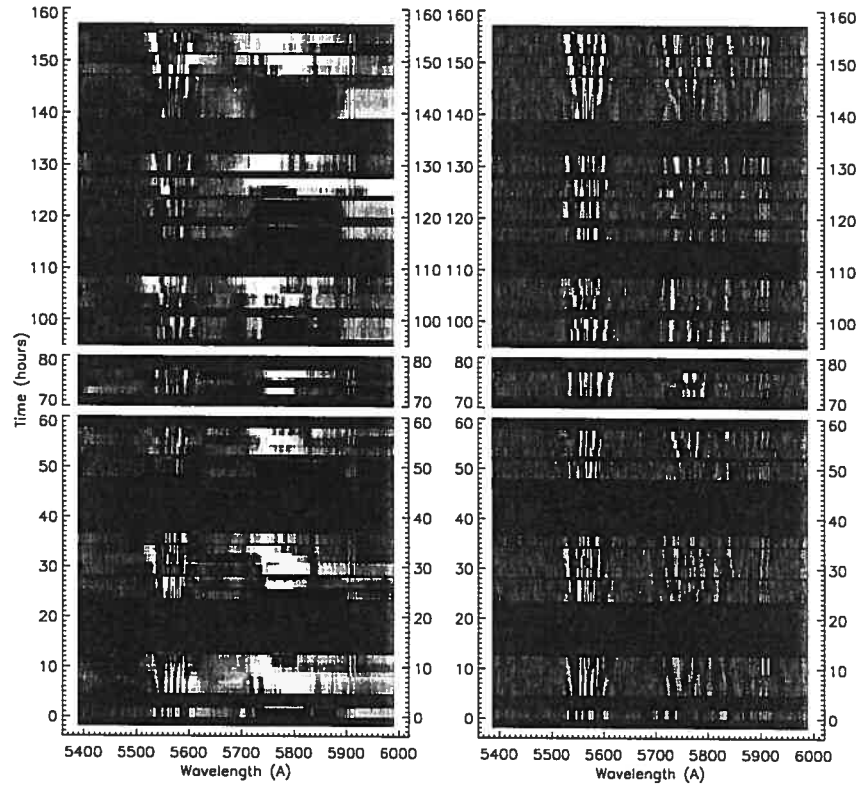


FIG. 3.2 – Sequence of residuals of the strongest lines (CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$) after the average spectrum of the 1999 multi-site run has been subtracted from each individual spectrum. The residuals are displayed as a greyscale plot and stacked sequentially from bottom to top. The white horizontal bands separate spectra obtained on different nights. The grey horizontal bands represent missing spectra. This Figure represents nights from July 21 to 31, 1999, where we have the highest density of data. The average spectrum is shown in Fig.3.3. The left panel shows the residuals after subtraction, while the right panel shows the same residuals after the large-scale variable components have been filtered out with the power spectrum shown in Figure 3.3. Note the variability occurring in the form of narrow moving features in the CIII $\lambda 5696$ emission line, and in the form of global line-strength variations in CIV $\lambda 5802/12$ on the left panel. While the former is intrinsic to the star, the latter is an artefact of the spectral rectification. In the right panel, much of the (spurious) global variability in the emission line strengths has been removed, leaving only the signature of the intrinsic narrow moving subpeaks. Variability patterns from the narrow subpeaks are quite obvious in CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$.

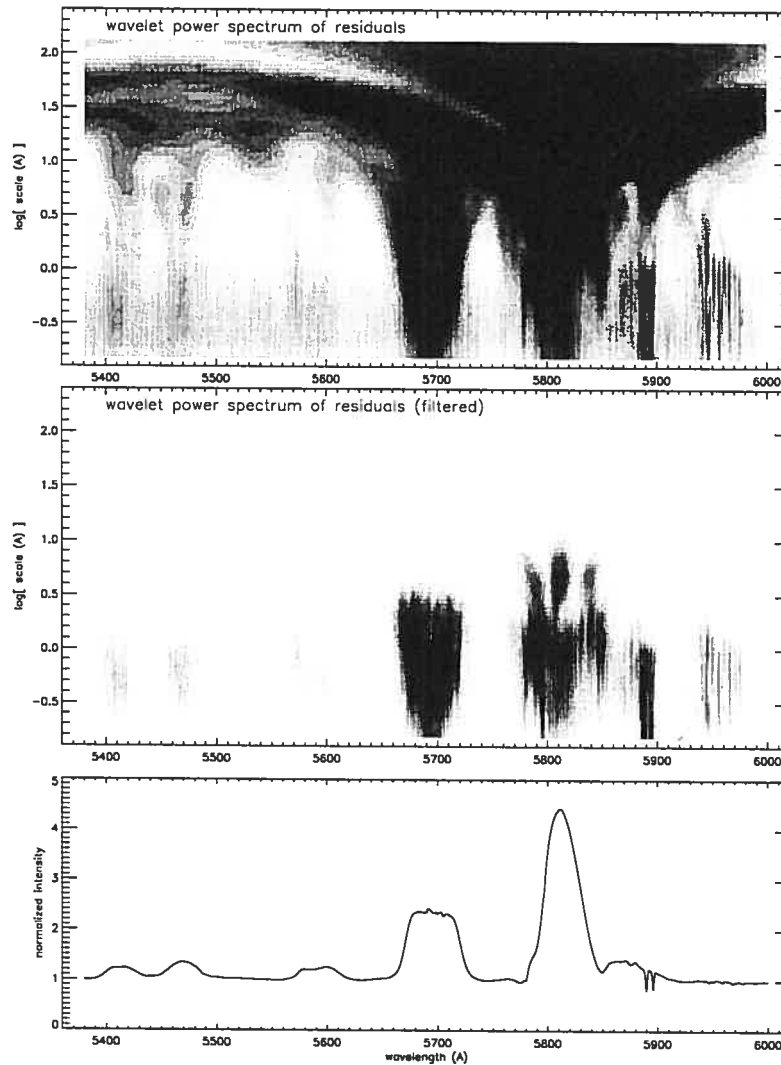


FIG. 3.3 – Mean wavelet power spectrum of the residuals (top) and of the wavelet filtered residuals (centre). The residuals yield a strong response at small scales near the CIII $\lambda 5696$ line, and at larger scales near CIV $\lambda 5802/12$, consistent with the variability patterns observed in Figure 3.2. Filtering out the large-scale (instrumental) components leaves only the signature of the (intrinsic) narrow variable subpeaks. The wavelet power spectrum of the filtered residuals yields a positive identification of narrow emission features in both CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5802/12$, and suggests that narrow variable features are also present in HeII $\lambda 5411$, CIV $\lambda 5471$ and OV $\lambda 5592$ (grey patches).

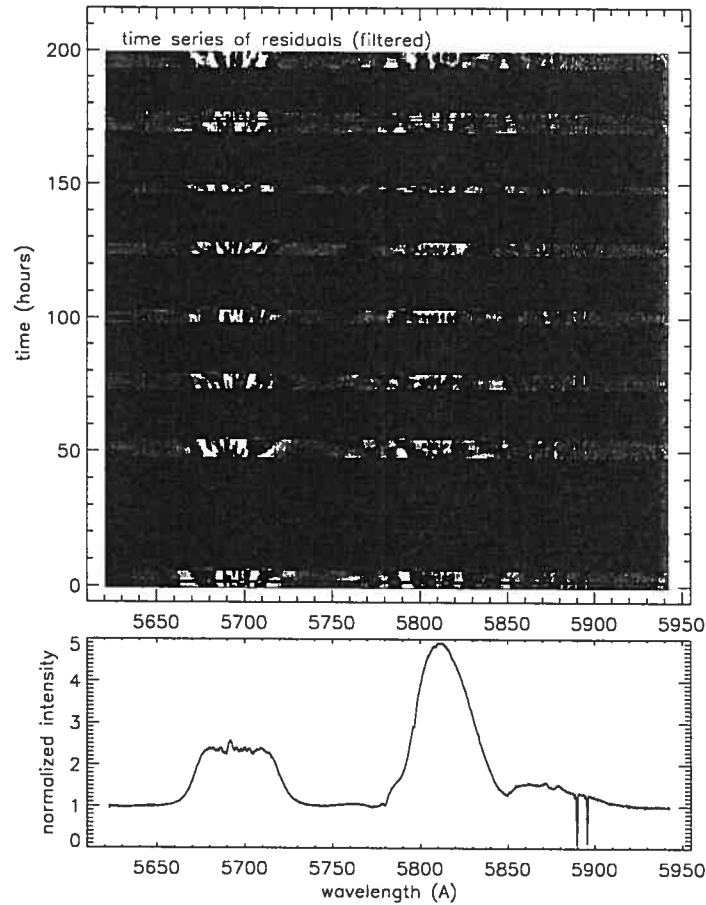


FIG. 3.4 – The KPNO run: temporal sequence of residuals after the large-scale variable components have been filtered out - compare to Figure 3.2.

$\lambda\lambda 5802/12$ emission doublet. The first patterns correspond to the moving emission-line features seen in the spectra of many WR stars (Lépine & Moffat, 1999). The second pattern, on the other hand, is largely an artefact of the data reduction procedure. All spectra have been rectified to a pseudo-continuum level. The pseudo-continuum is poorly defined in the regions with numerous blended, broad emission features. The chosen pseudo-continuum sampling produces relatively small, but, nevertheless, easily detectable systematic differences between the groups of spectra (usually coming from different observatories).

Fortunately, the variability of the intrinsic narrow moving features and that of the

global (spurious) line strength variations have very different characteristic scales. It is thus possible to separate them using wavelet analysis. In Figure 3.3, we display the mean wavelet power spectrum *of the residuals*. The narrow Discrete Wind Emission Elements (DWEEs; see Lépine & Moffat, 1999) introduce a significant response on scales of ≈ 1 Å. Note the very dark patch near 5700Å that is associated with the high-amplitude DWEEs in CIII $\lambda 5696$. Global line variations, on the other hand, yield responses over much larger scales. The very large, dark patch near 5800Å that extends to scales of several tens of Å is the signature of the large pseudo-continuum rectification artefact in CIV $\lambda\lambda 5802/12$. Note also the narrow dark patch near 5890Å extending over a range of very small scales (< 1 Å): this corresponds to another artefact associated with the interstellar absorption doublet. Because the spectra from different observatories have slightly different spectral resolutions, subtraction of the mean profile from the individual spectra introduces residual features that are very apparent in Figure 3.2.

We use wavelet filtering to remove the rectification artefact from the time series of residuals. Keeping only wavelet coefficients on the smallest scales (< 4 Å), we use the wavelet reconstruction theorem to rebuild each individual residual spectrum. The mean wavelet power spectrum of the filtered residuals is displayed in Figure 3.3. A time series of the filtered residuals is displayed in the right panel of Figure 3.2, and can be compared to the original time series in the left panel of the same figure. One sees that all large scale variable features have been filtered out. The narrow moving features in the CIV $\lambda\lambda 5802/12$ emission doublet, which initially were completely drowned out in the (spurious) global line-strength variations are now clearly visible. These intrinsic features are weaker than those in CIII $\lambda 5696$. This behavior mimics the variability patterns seen in emission lines of the single WC8 star WR135 (Lépine et al., 2000).

A thorough examination of the filtered residuals and corresponding wavelet power spectrum also reveals what appears to be a very weak signature from intrinsic narrow emission features in the three prominent emission lines bluewards of CIII $\lambda 5696$. In Figure 3.3, darker patches can be seen matching the locations of HeII $\lambda 5411$, CIV

$\lambda 5471$ and OV $\lambda 5592$, indicating a significant component of variable features at the scale expected for the narrow emission-line subpeaks.

The same wavelet-filtering procedure is repeated for the spectroscopic time-series obtained during the Kitt-Peak run. Again, random variations on large scales affect the CIV $\lambda\lambda 5802/12$ doublet, and these are an artefact of the spectral rectification. Fortunately, these artefacts occur on a scale ($> 10\text{\AA}$) that is larger than that of the intrinsic DWEEs, and they are easily filtered out. The resolution of the Kitt-Peak spectra (0.1\AA per pixel) is higher than that of the other sub-sets of data, hence one may obtain a clearer picture of the scale properties of the DWEEs. The behavior is largely the same as noticed by Lépine & Moffat (1999), producing, in the wavelet power diagram, the shape of a symmetric triangle standing on its tip which marks the centre of the emission line, where the DWEEs are narrower than near the edges of the line. The time-series of the wavelet-filtered KPNO spectra is shown in Figure 3.4. The general motion of the DWEEs, from the line centre toward the line edges, is quite apparent in CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda\lambda 5802/12$, thus confirming the presence of a strong variability as seen in the TVS analysis in section 3.4.1. From the KPNO time-series, as for the previous one, the DWEEs in CIII $\lambda 5696$, if compared to CIV $\lambda\lambda 5802/12$, do not give the impression that they follow similar patterns. However, the doublet nature of the CIV transition may confuse things considerably. Hence, we must explore the possibility that the variability in the different emission lines follows similar patterns. Such behavior would be consistent with a model of the wind where the different emission lines are formed at different depths in the wind on average, depending on their excitation potential, but with a significant overlap between the emission regions (Herald et al., 2000). Therefore, line profile variations caused by outmoving clumps would be expected to show up in all the lines at similar times (Lépine, 1996; Lépine et al., 2000). This will be discussed in detail in section 3.5.2.

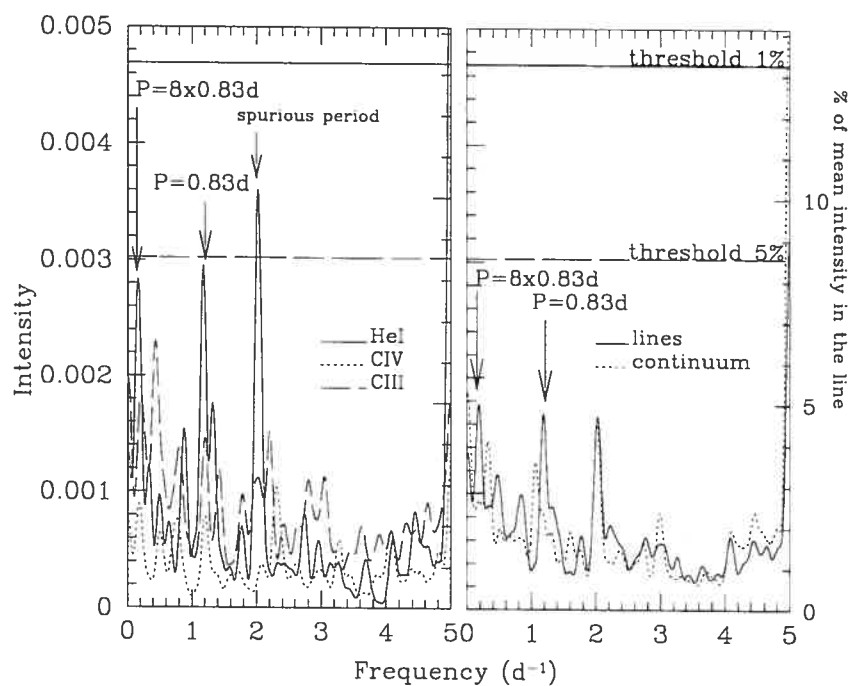


FIG. 3.5— Kitt Peak Observatory periodograms reduced to one dimension. The average periodograms for the P Cygni absorption part of the three main lines (CIII at 5670-5692, CIV at 5755-5776 and HeI at 5838-5848) are shown in the left panel while the average periodograms of the two main lines (CIII at 5670-5720 and CIV at 5785-5835) along with the continuum ($\lambda\lambda$ 5645-5665, 5735-5755, 5900-5930) are shown in the right panel. The false alarm probability threshold levels are also indicated.

3.4.3 Periodograms

Inspired by the positive results of the TVS analysis, we also searched the spectra for periods using the periodogram approach of Scargle (1982) combined with the cleaning algorithm of Roberts et al. (1987). Following Scargle (1982), we use $N_0 = N/2$ frequencies ω , noting that the number of observations, N , could be different for the TVS and periodogram samples. This defines the corresponding false alarm probability thresholds: $T \approx \ln(N_0/p_0)$, where p_0 is the false-alarm probability, usually set at 0.01-0.05. The cleaning procedure effectively suppresses the false periodicities arising from the non-regular character of the observations, the most prominent ones coming from the daily sampling bias of the data sets (see Fig. 3.5). Although we found no periodic behavior in the spectra from OHP, DAO, TO, RO or OMM, this method yielded a small-amplitude, 0.83 ± 0.04 -day period in the KPNO spectra, searching in the range $P=0.2$ -30d. Probably, both the high homogeneity of this particular set, as well as its high spectral resolution helped to detect the low-amplitude signal.

We use wavelet filtering to isolate two different components of the variability: *small-scale* ($\leq 4 \text{ \AA}$) and *large-scale* ($> 4 \text{ \AA}$) structures (methods described in section 3.4.2) in order to distinguish between real variability and artefacts of the spectral rectification. The presence of this 0.83d period in the *large-scale structures* (i.e. associated with overall variations of the continuum caused by errors in its fit) would invalidate its existence while its appearance in the *small-scale structures* would suggest that it is real.

We found no significant signals in the *wavelet filtered* (either small- or large-scale) periodograms calculated from averaged fluxes of the emission parts of the three major lines: CIII (5670-5720 domain), CIV (5785-5835) and HeI (5865-5885). On the other hand, the periodogram of the P Cygni absorption parts shows a clear peak at 0.83d for CIII while the peaks are diminished for the CIV and HeI lines. Moreover, the 0.83d

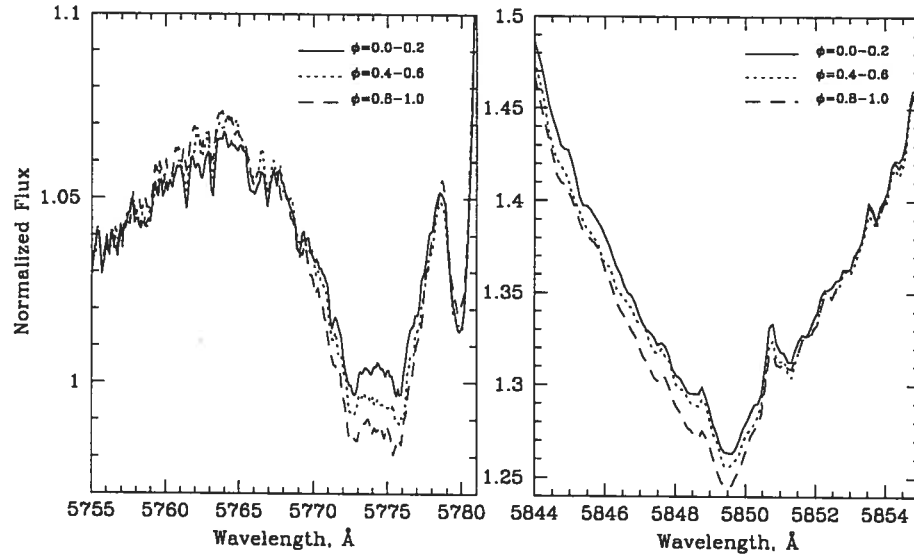


FIG. 3.6 – Absorption troughs of CIV $\lambda\lambda 5802/12$ (left) and HeI $\lambda 5876$ (right) phased ($P=0.83d$, $T_0=\text{HJD } 2480198$) with the 0.83d period found exclusively in the KPNO data. Different lines depict average profiles calculated for the given phase bins.

signal is absent from the *large scale* structures in the CIV, CIII and HeI lines of the same periodogram. Combining the results from Fig.3.5 and the wavelet filtered periodograms, we conclude that: (1) there is no periodic signal in the emission parts as suggested by the wavelet filtered periodograms of the lines; (2) there is a periodic signal at 0.83d, but it can be seen **only** in the small-scale structures in CIII $\lambda 5696$ (it is amplified by the filtering) and in the absorption part of HeI $\lambda 5876$ (Fig. 3.5, left panel). Note that, though the unfiltered signal in CIII $\lambda 5696$ falls much below statistically significant levels, wavelet filtering allows one to increase the period's visibility rather dramatically. This different behaviour of the CIII line is to be expected as it has no discernible P Cygni trough, and all the variability seems to be concentrated there. It is no surprise either to find no 0.83d signal in the CIII line in the unfiltered data: this signal shows only in the filtered *small-scale* set, being restricted to the blue wing of the CIII line profile, roughly located at the same place as the CIV and HeII counterparts.

We show the phase-binned profiles of CIV and HeI in Fig.3.6 and an average flux coming from the P Cygni absorption trough of CIV in Fig. 3.7. Both the amplitude

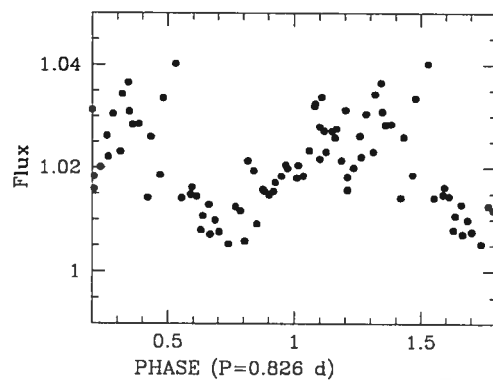


FIG. 3.7 – Averaged flux in the 5750-5780 Å range of the CIV $\lambda\lambda 5802/12$ line versus phase ($P=0.83\text{d}$; $T_0=2450198\text{d}$) for the KPNO data.

(0.5%-1.5% of the continuum) and period of this variation are small compared to similar cases as seen for two other single WR stars with similar large-scale periodic spectral variations (WR134 and WR6), where the amplitude is 5%-10% of the continuum and the periods are 2.31d and 3.76d, respectively (Morel et al., 1997, 1999). Note that, by themselves, the significance levels plotted in Figure 3.5 are uncomfortably low. This may be related to the relatively high level of the noise introduced by the adopted procedure of rectification: note that, while calculating the respective values, we used the unfiltered KPNO spectra. However, Figures 3.6 and 3.7 lend strong support to the 0.83-day periodicity. Note that these periodic variations show coherent patterns in two regions separated by $\sim 50\text{\AA}$ (~ 250 resolution elements). We further discuss the $0.83 \pm 0.04\text{d}$ period in section 3.7.2.

3.5 Spectral-line variability

3.5.1 The β wind-velocity law

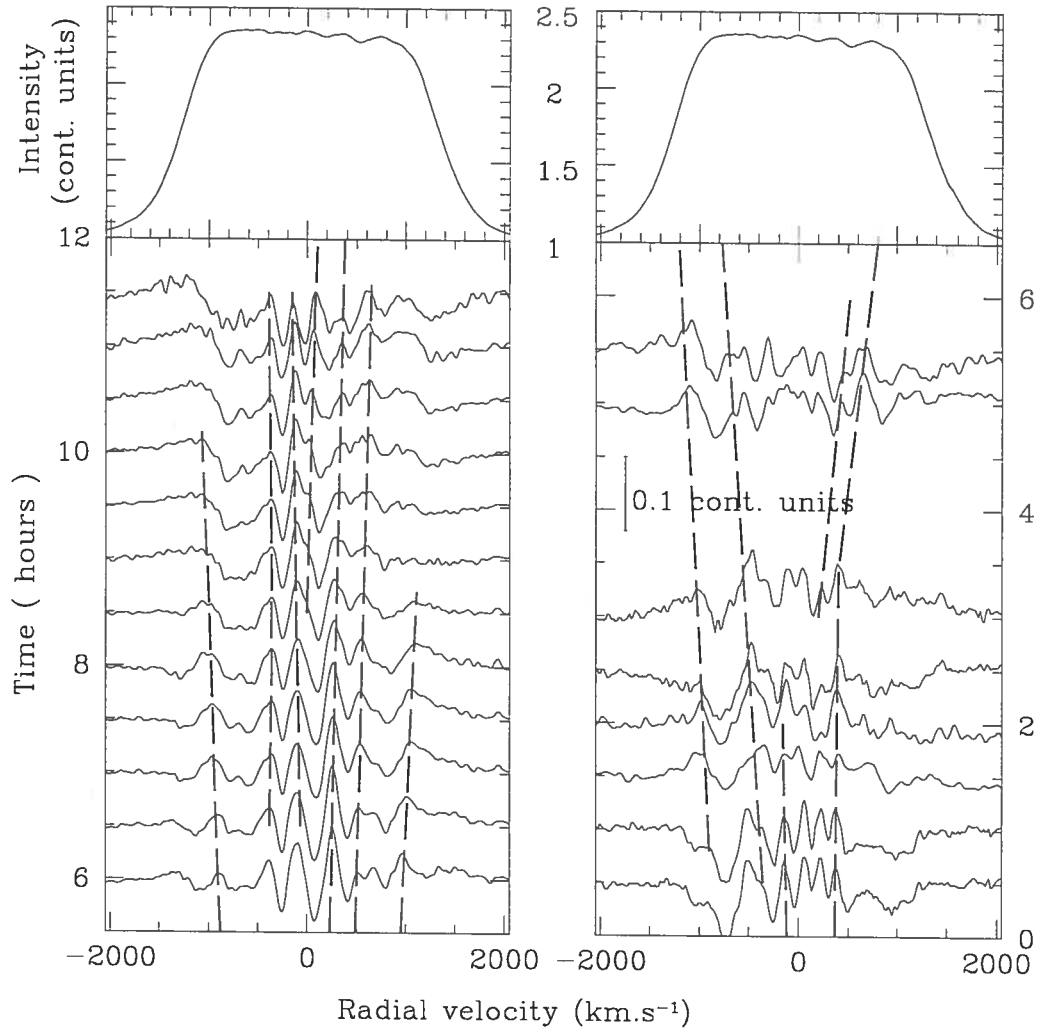


FIG. 3.8 – Clump evolution during two nights: left panel - 21/07/1999; right panel - 22/07/1999. The mean profile for all runs for the CIII $\lambda 5696$ line is shown in the upper panels. The bottom panels show montages of the deviations from the mean profile. In this plot we trace only the longest-living structures (straight dashed lines). However, practically all moving features were chosen for further analysis (Fig. 3.9).

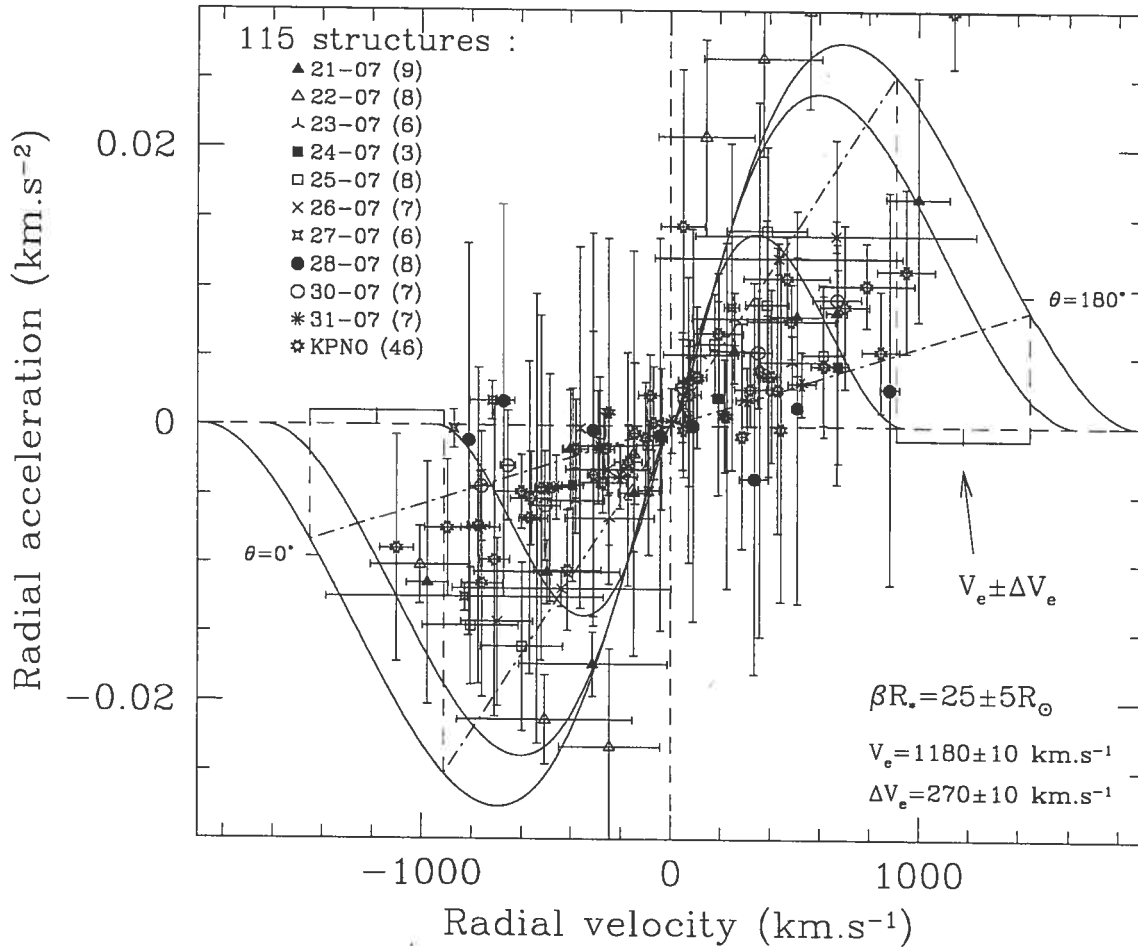


FIG. 3.9 – Radial acceleration versus radial velocity for detected blob trajectories from the DAO, OMM, OHP, RO, TO spectra of CIII 5696 for the period of July, 1999. The horizontal bars span the range of observed RVs while the vertical bars represent \pm the standard deviations for the fitted accelerations. A few points, due to measurement errors, fall into “forbidden” regions, i.e. on the back-side of the wind coming toward us and vice versa, providing wrong-sign accelerations. Curves based on eq. (4) represent angles to the line of sight from $\theta=0$ to 180 degrees in steps of 30 degrees, left to right, bottom to top. The dash-dotted lines represent the inner and outer limits of the *lcr* in velocity ($V_e = 1180 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ and $\Delta V_e = 270 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$ for the CIII $\lambda 5696$ line) calculated according to Lépine & Moffat (1999) for $\beta R_* \sim 25 R_\odot$. The two zones delimiting the *lcr* in velocity space are indicated by horizontal bars.

TAB. 3.2 – Stellar parameters of HD192641.

distance (kpc)	R_* (R_\odot)	β	v_∞ ($km\ s^{-1}$)	M_{WR} (M_\odot)	M_O (M_\odot)	M_{WR}/M_O	P years	L_X ($erg\ s^{-1}$)
1.82 ^a	4.5 ± 2.5 ^a	5.6 ± 1.2 ^b	1885 ^a	4.4 ± 1.5 ^b	20.0 ± 2.0 ^c	0.22 ± 0.07 ^b	13.05 ± 0.18 ^b	0.25 ± 0.14 10 ^{32d}

(a) Nugis & Lamers (2000), Koesterke & Hamann (1995), v_∞ close to 1900 $km\ s^{-1}$ from ?; (b) this paper;

(c) Vacca et al. (1996), Gies (2003); (d) Pollock et al. (1995).

We then examined the rapid spectral variations in order to try and constrain the β wind-velocity law. To achieve this goal, the mean spectrum mentioned in section 3.4.2, was subtracted from the individual (unfiltered) spectra. Figure 3.8 displays examples of the spectral variability of the CIII $\lambda 5696$ emission line for the nights of July 21 and July 22, 1999. With the removal of the mean profile (top panels), it is much easier to follow relatively weak emission details travelling on top of the broadest lines (for similar results in other stars see Grosdidier et al., 2001; Lépine & Moffat, 1999). As can be seen in Figure 3.8, individual subpeaks can be followed typically for several hours. It is customary to relate the small emission peaks to small-scale density enhancements (“clumps” or “blobs”) moving with the WR wind. Blobs are assumed to follow a β wind-velocity law like the rest of the wind (in fact they may constitute the wind as a whole):

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{\star}}{r}\right)^{\beta}. \quad (3.2)$$

Their acceleration is

$$a(v) \equiv v \frac{dv(r)}{dr} = \beta \frac{v^2}{R_{\star}} \left[\left(\frac{v}{v_{\infty}}\right)^{-\frac{\beta}{2}} - \left(\frac{v}{v_{\infty}}\right)^{\frac{\beta}{2}} \right]^2. \quad (3.3)$$

The latter is equivalent for $\beta \gtrsim 2$ to (Lépine & Moffat, 1999):

$$a(v) = [v \ln(\frac{v}{v_{\infty}})]^2 / \beta R_{\star}. \quad (3.4)$$

Assuming $v_{\infty} = 1885 \text{ km s}^{-1}$ and $R_{\star} = 4.5 R_{\odot}$ for WR137 (see Table 5.1) one can obtain an estimate of β .

Following individual subpeaks (Fig. 3.8), one can draw straight lines which have a slope proportional to the radial acceleration (i.e. the actual acceleration projected by an angle θ onto the line of sight) of the moving features. Thus, measured accelerations (a_R) along with the derived radial velocities (v_R) are plotted in an acceleration-velocity

diagram (Fig. 3.9), which is traditionally used to constrain parameters of the β wind-velocity law. The RVs of the subpeaks have been measured by fitting gaussian profiles to the moving peaks, assuming $\sigma(RV) \sim 50 \text{ km s}^{-1}$ for the blobs in each spectrum. The least-square fitting of a straight line to the positions of the peaks provides estimates of the standard deviations for the acceleration. Due to the exceptional temporal coverage of the two nights represented in Figure 3.8, it was possible to follow subpeaks even in the regions corresponding to the steep flanks of the CIII $\lambda 5696$ line. These features move with greater radial acceleration than the blobs originating near the centre of the line, due to projection effects, i.e. one observes $a_R = a(v)\cos\theta$ and $v_R = v(r)\cos\theta$ at $\theta = \text{const.}$ for each subpeak, such that those at line centre have $\theta \simeq 90^\circ$, and those near line edge have $\theta \rightarrow 0^\circ$ on the blue side or $\theta \rightarrow 180^\circ$ on the red side.

Figure 3.9 shows that most of the components satisfy the expected $a_R v_R \geq 0$ relation, thus confirming the initial assumption that the moving peaks are related to radially accelerated structures leaving the star. Note that measurements with excessively large errors in acceleration, $\sigma_{a_R} \geq 0.02 \text{ km s}^{-2}$, have not been drawn in Figure 3.9 to avoid clutter. The 142 spectra (10 nights of observation at OHP, OMM, DAO, TO and RO during the period of 1999 July 21-31, except for July 29 when only one spectrum was available, plus 8 nights of observation at KPNO during the period of September 1999) result in $\beta R_\star = 25 \pm 5 R_\odot$, i.e. $\beta \simeq 5$, which is reasonably close to the range of values determined for WR137 by Lépine & Moffat (1999) ($\beta R_\star \sim 35\text{-}90 R_\odot$).

Note that the lower-acceleration structures outnumber the higher-acceleration ones. One may find an explanation for this in Figure 3.10, which shows the actual density of blobs compared to their theoretical density ($N(\Omega) \sim \sin(\theta)$, assuming constant spherically-symmetric density) versus the angle with respect to the line of sight (θ). The theoretical density maximum has been adjusted by a multiplicative factor to the maximum of the observed distribution. As can be seen, both observed and theoretical densities fall off as one goes away from $\theta=90^\circ$. However, there seems to be a real deficit in the observed density of blobs coming toward us ($\theta \sim 0^\circ$) or going away from us ($\theta \sim$

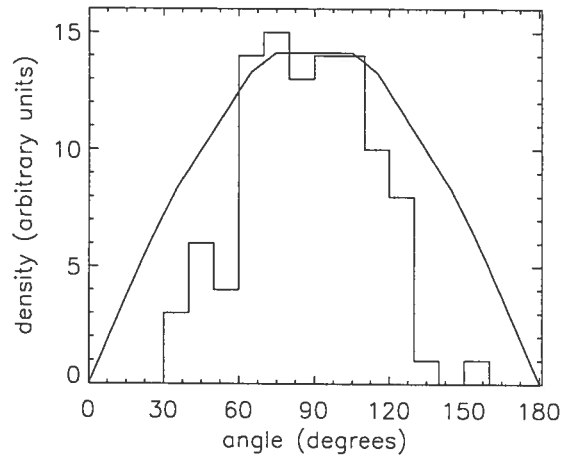


FIG. 3.10 – Actual density of *blobs* (histogram) compared to theoretical density (continuous line) versus angle of projection. See text for details. The relative deficit of observed blobs vs. theoretical number of fast structures towards the wings is likely due to the difficulty of measuring blobs in the wings of the CIII $\lambda 5696$ line.

180°) compared to the expected density. This can be explained by the fact that events responsible for the high acceleration structures normally occur far from the centre of the spectral line, thus being difficult to observe and track: (1) the corresponding features move rapidly and require good temporal coverage and (2) they are hard to recognize and trace because of their positions and broader/flatter profiles superposed on the steep slopes of the line. In Figure 3.9, the limits of the CIII $\lambda 5696$ line emission region (*ler*) have been calculated according to Lépine & Moffat (1999). Note that some points are located well outside the central cluster of points in Figure 3.9, i.e. outside the *ler* in the “allowed” regions. These “outliers” might result from the superior temporal coverage provided by the more complete data from July 21 and 22 and some nights from the KPNO dataset. This may have allowed one to follow weak blobs on the steep flanks of the lines, with stochastic errors putting the odd point outside the allowed area.

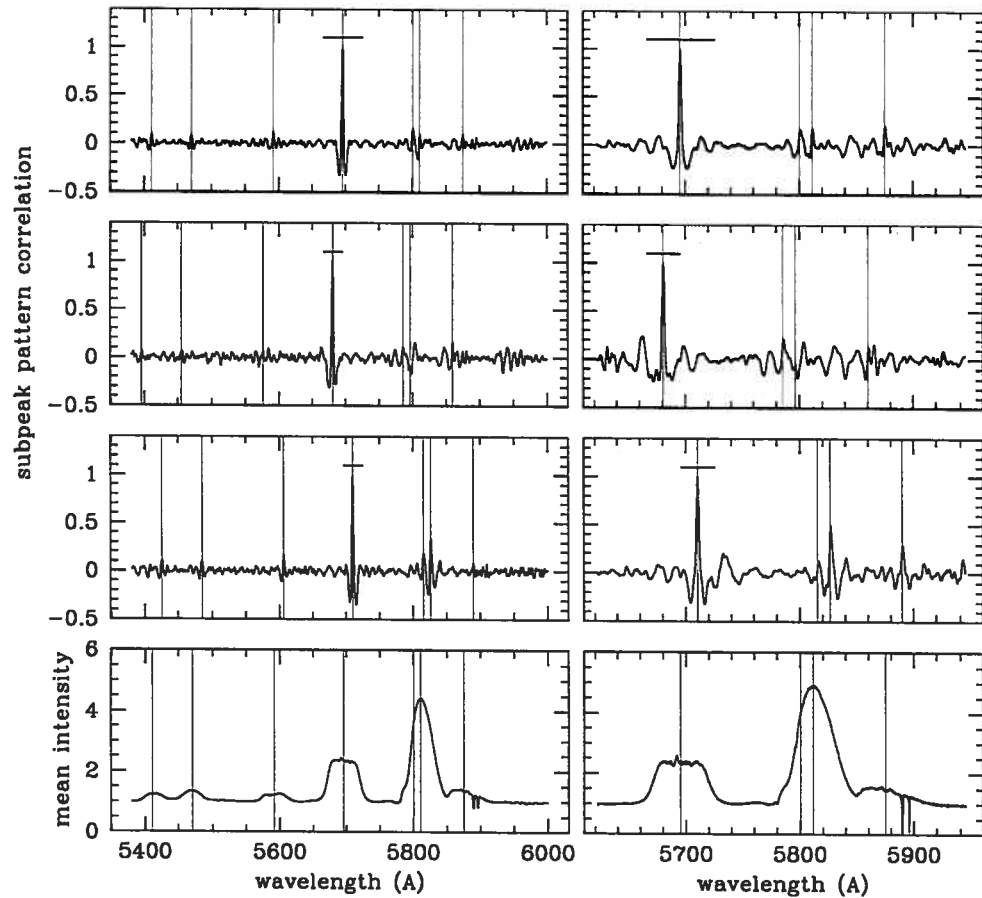


FIG. 3.11 – Results from the cross-correlation analysis of the variability patterns observed in the CIII $\lambda 5696$ emission line. The left panel shows the 1999 multi-site campaign (OHP, OMM, DAO, TO, RO) results while the right panel shows the results obtained for the KPNO run. Local maxima indicate regions where the variability patterns are correlated to those detected in CIII $\lambda 5696$ (note the value of 1.0 reached at 5696 \AA indicating maximum correlation of the pattern with itself). Vertical lines mark positions of the most prominent emission lines relative to the part of CIII $\lambda 5696$ used for the correlation. Upper panels show the correlation functions calculated using the complete pattern in the CIII $\lambda 5696$ line ($5676 < \lambda < 5716$). The maxima are higher when one uses the patterns from the red side ($5696 < \lambda < 5716$) of the CIII line (bottom correlation panels). The correlation essentially vanishes when one uses the blue-side patterns, $5676 < \lambda < 5696$ (middle correlation panels).

3.5.2 Cross-correlation Analysis

We now verify if the variable subpeak patterns in the different emission lines are similar. A visual examination of the spectroscopic time series (Figs. 3.2, 3.4) does suggest that the variability pattern in different lines may indeed be similar, i.e. that specific narrow subpeaks show up in each line, at the same position of the line profile, and at any given time. To quantify the similarity in the subpeak patterns, we apply the cross-correlation technique developed by Lépine et al. (2000). The well-defined variable subpeak pattern in the CIII $\lambda 5696$ line is used as a reference (the correlation response). Properly normalized, perfect match of the pattern at all times would yield a correlation value of 1.0, while the absence of any similarity should yield a correlation value close to 0.0, and -1.0 for an anti-correlation. Results are independent of the intensity of the pattern; hence if a pattern is identical to the reference pattern, it will yield a high correlation value, even if its amplitude is only a fraction of that of the reference pattern. One caveat is that instrumental noise can significantly degrade a subpeak pattern, especially if its intensity is low. Since the variable subpeak patterns in HeII $\lambda 5411$, CIV $\lambda 5471$ and OV $\lambda 5592$ are near the noise limit, one should not expect them to be highly correlated with CIII $\lambda 5696$. However, a small, but clear correlation should be regarded as significant.

In order to minimize the degradation in the correlation because of instrumental noise, we apply the cross-correlation technique to the wavelet-filtered spectroscopic time series (Figs. 3.2, 3.4). Results of the cross-correlation analysis are displayed in Figure 3.11. The cross-correlation is performed separately on the KPNO time series, compared to the multi-site (OHP, OMM, DAO, TO, RO) time series. As in Lépine et al. (2000), we use three different parts of the CIII $\lambda 5696$ line as the reference. First, we use the complete pattern in the CIII $\lambda 5696$ line ($5676 < \lambda < 5716$) as our correlation response (Fig. 3.11, top). As expected, we find a correlation value of 1.0 at the position of the CIII $\lambda 5696$ line itself. We also find secondary maxima *at the exact positions of all the most prominent emission lines*. Although some of these maxima are quite weak

(with a correlation value of ≈ 0.1) they appear to be statistically significant because they occur at the exact wavelength positions expected for these atomic lines. The low correlation coefficient is a direct consequence of the weakness (proximity to the noise level) of the variability patterns in all the lines, except in CIII $\lambda 5696$. It is also possible that the variability patterns in the different lines are not exactly the same, as, generally, the lines do not form in the same parts of the wind.

We repeat the cross-correlation analysis, this time using only half of the variability pattern, either on the blue ($5676 < \lambda < 5696$) or red ($5696 < \lambda < 5716$) side of the CIII $\lambda 5696$ emission line (Fig. 3.11, second and third panels from the top). Results show a much stronger correlation when one uses the red side of the emission line. This perfectly mimics the behavior of the subpeaks in the presumably single star WR135 (Lépine et al., 2000). Most WR emission lines are flanked on their blue side by a weak *but variable* P-Cygni absorption trough, with a notable exception of the CIII $\lambda 5696$ emission line. Generally, the P-Cygni absorption trough is the most variable part of the profile. This may introduce an extra component of variability on the blue edge of the line. However, because CIII $\lambda 5696$ is unaffected by P-Cygni variations, the intrinsic variability of its blue edge is significantly different from that in the other lines. This explains the lower correlation between the blue edge of CIII $\lambda 5696$ and the blue edge of the other lines.

3.6 Radial velocity variations: Orbit of the two components

Radial velocities (RV) were measured by fitting gaussian profiles to the HeI $\lambda 5876$ absorption line corresponding to the O star and cross-correlating the template (an average constructed from the data sets coming from different observatories) with the individual spectra in the region covering the strong CIV $\lambda\lambda 5802/12$ emission blend for the WR component. Typical uncertainty of the measurements run at $\sim 5 - 10 \text{ km s}^{-1}$

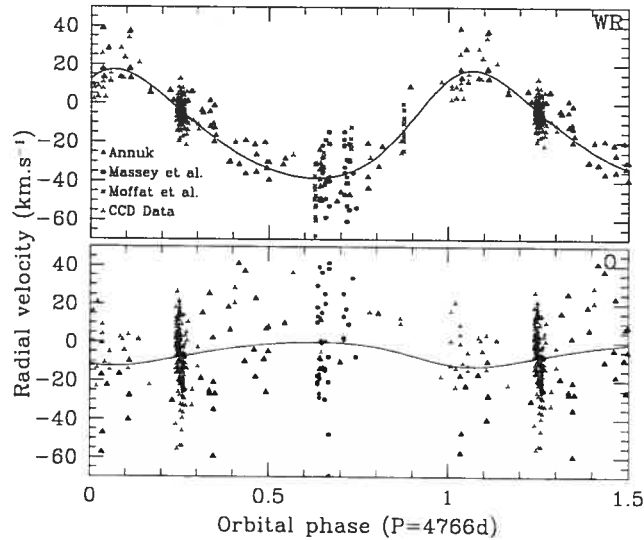


FIG. 3.12 – Radial velocities of the WR component phased with the 4766d orbit are shown in the upper panel: data from Annuk (1991, 1995), Massey et al. (1981) and Moffat et al. (1986) refer to photographic plates; the rest are measured from the current CCD spectra from DAO, OMM, OHP, RO, TO and KPNO. A typical standard deviation for the measurements is $\sim 15 \text{ km s}^{-1}$ for the former and 10 km s^{-1} for the latter. The bottom panel shows radial velocities for the O component. Full lines show the derived orbit.

for an individual spectrum of the WR star and $\sim 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$ for the O component. The results were corrected for systematic differences between observation sets. This adjustment was done taking the RO and OMM observations together, as in the overlapping epochs they show negligible relative shifts for the WR star measurements: the average velocity measured on the overlapping sub-sets (summer 1999) was $\langle V_{RO} \rangle = 3.0 \pm 6.7 \text{ km s}^{-1}$, $\langle V_{OMM} \rangle = 3.6 \pm 5.6 \text{ km s}^{-1}$. Then, we shifted the Kitt peak RV data into the RO and OMM system and applied the same procedure to the less numerous DAO and OHP sets (shifted relative to the RO+OMM system by $7 - 9 \text{ km s}^{-1}$). The Tartu set was not modified, as many of its data were taken later on, without any substantial overlap (see Table 5.2, published separately in the electronic version).

With the assumption that our data set alone may not be adequate in revealing the presumably long orbital period of WR137, we have incorporated earlier published RV measurements (Massey et al., 1981; Annuk, 1991, 1995; Moffat et al., 1986). We

TAB. 3.3 – Radial velocities of the WR and O components of WR137.

HJD- 2440000	RV $km\ s^{-1}$	HJD- 2440000	RV $km\ s^{-1}$	HJD- 2440000	RV $km\ s^{-1}$
WR		$\sigma \sim 5-10\ km\ s^{-1}$			
Comp.					
KPNO	n=58	OHP	n=50	RO	n=67
11432.63091	0.2	10836.23647	21	11337.86891	-9.2
11432.66730	1.1	10837.24652	21	11350.80538	-5.1
11432.74425	3.5	10461.23148	15.54	11355.78767	-13.4
11432.76590	4.7	10454.24317	11.9	11364.71949	0.6
11432.78742	5.6	10456.22850	11.15	11364.84482	-11.1

Table 5.2 is written in its entirety in Annex A. A portion is shown here for guidance regarding its form and content. n corresponds to the total number of spectra for one observatory.

applied the orbit-fitting algorithm from Bertiau & Grobber (1969), assigning individual γ -velocities for the following sets: all the new CCD data for the WR component, as discussed above (made homogeneous by additional adjustments), then the WR sets of Massey et al. (1981) and Moffat et al. (1986) (photographic data, treated as 2 individual sub-sets), then 2 sets for the O star, one from our campaign, and the second described in Massey et al. (1981). This allowed us to compensate for the systematic differences in the RVs coming from different systems and epochs and evaluate the overall accuracy of the data: for the CCD data, σ_{o-c} is $\sim 6\ km\ s^{-1}$ for the orbital fit of the WR component while it is $\sim 15\ km\ s^{-1}$ for the O component, in line with the accuracies attained in measurements of individual spectra. The photographic plates yielded $\sigma_{o-c} \sim 11\ km\ s^{-1}$ and $\sim 26\ km\ s^{-1}$ for the WR and O components, respectively. Despite the different accuracy of the photographic and CCD data, we have kept the same weights while deriving orbital elements: less accurate photographic data have, nevertheless, an advantage of being taken at different epochs, while the CCD set mainly concentrates around 1998-2000, which is not very helpful in the situation when the orbital period exceeds 10 yrs.

The orbital elements obtained from the least-square fit of 427 WR RVs and 373 O RVs are listed in Table 3.4. Figure 3.12 shows that the computed orbit based on these parameters fits quite well all RV data obtained so far for the WR component. On the

TAB. 3.4 – Orbital elements of HD192641

Parameter	WR	O
P (d)	4766 ± 66	
T_0 (JD)	2450198 ± 186	
ω ($^\circ$)	326 ± 15	
e	0.178 ± 0.042	
γ ($km\ s^{-1}$)	-14.6 ± 0.9	-5.4 ± 0.7
K ($km\ s^{-1}$)	27.9 ± 1.2	6.1 ± 1.3
$\sigma_{CCD}(o-c)$ ($km\ s^{-1}$)	6	15
$\sigma_{plates}(o-c)$ ($km\ s^{-1}$)	11	26
$a\sin i$ (AU)	12 ± 0.5	2.7 ± 0.6
$M\sin^3 i$ (M_\odot)	3.4 ± 1.0	15.3 ± 2.1

These parameters were derived with the combined radial velocities of CIV $\lambda 5806.0$ and absorption at HeI $\lambda 5875.6$ using the program developed by Bertiau & Grobбен (1969).

other hand, the fit for the O component is less precise, due to relatively large errors of the measurements.

3.7 Discussion and conclusions

3.7.1 Spectral line variability

The presence of propagating stochastic structures indicates a clumpy wind as in all WR stars appropriately studied so far. Moreover, this study enabled us to constrain the parameters of the assumed β -law with good accuracy, due to the large quantity of data. We found $\beta R_\star \simeq 25 \pm 5 R_\odot$ (according to Figure 3.9) which agrees marginally well with previous results, $\sim 35\text{-}90 R_\odot$ (Lépine & Moffat, 1999), found using a wavelet analysis for WR137. However, one should be cautioned against any oversimplified interpretation of the β -law. Hamann et al. (2001) have discussed the apparent contradiction between the fast velocity law ($\beta \sim 1$) and the slow drift of the DACs (Discrete Absorption Components: Cranmer & Owocki, 1996) in the winds of O stars. The explanation resides either in a difference between the velocity of patterns (DACs) and structures (modulations) in the wind or in different velocity laws co-existing at the same time in

different spatial zones of the wind. Indeed, one may consider alternatives to the original β -law. E.g., Hillier & Miller (1999) introduced two power indices, thus dividing the wind into two distinct parts with different expansion laws. Although such a law might fit real data better, it is really no more physically justified than the simple β -law.

In addition, wavelet analysis and cross-correlation yield other interesting results. First, although weak, there is a correlation in variability patterns between all the most prominent lines in the $\lambda\lambda 5300 - 6000 \text{ \AA}$ range. Moreover, this correlation is stronger for the red-side than the blue-side variability patterns of CIII $\lambda 5696$: in the region of interest most emission lines -except the strong CIII $\lambda 5696$ line- show variable P-Cygni absorption troughs, which efficiently decorrelates the observed patterns. This behaviour was also detected in spectra of the single WC8 star WR135 (Lépine et al., 2000).

3.7.2 Short period

The $0.83d \pm 0.04d$ period could be related to large-scale, coherent structuring of the WR wind, taking the form of CIRs (Corotating Interaction Regions: Cranmer & Owocki, 1996). CIRs are thought to be responsible for the periodic, $P=3.766d$, patterns re-appearing in the wind of WR6 (St-Louis et al., 1995, their Fig. 5), with a coherency timescale of at least ~ 4 rotation cycles.

If this 0.83d period was related directly to a phenomenon occurring on the surface of the star, it could imply a rotational velocity that is closer to the break-up velocity in WR137 than in WR6 or WR134. Taking parameters from Table 5.1, we obtain a rotational velocity of 275 km s^{-1} and a break-up velocity of 475 km s^{-1} , which give $V_{rot}/V_{break-up} \simeq 0.58$. The results are not inconsistent with a rotational period, although one might also want to look for other explanations. This period could be only a fraction of the real rotation period, as is often supposed for CIRs (St-Louis et al., 1995) with multiple arms. Moreover, relatively rapid rotation of WR137 could be related to a flattened wind, as implied by the depolarized emission lines (Harries et al., 2000).

The O star companion with its period of 4766 days cannot possibly account for such short-term variability, as the 0.83d period is seen exclusively in the absorption troughs of the lines originating in the WR wind. The existence of a much closer, low-mass compact companion could be another explanation. However, WR137 cannot be considered as a bright X-ray source: $L_X(0.2 - 2.4keV) = 0.25 \pm 0.14 \cdot 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ (Pollock et al., 1995). On the other hand, the absence of a high X-ray output (compared to Cyg X-3 at $\sim 10^{38} \text{ ergs}^{-1}$) does not necessarily mean that there is no compact companion (Ergma & Yungelson, 1998; Marchenko et al., 1996) in so far as the *propeller* effect created by the rotating magnetic field may inhibit production of X-rays. A period of 0.83 days would imply an orbital separation $r_O \simeq 7 R_\odot$ ($6.7 \pm 0.8 R_\odot$) between the WR star and a hypothetical companion, according to the mass for the WR star (see Table 5.1) and considering a neutron star of $1.4 M_\odot$. Since $R_* \simeq 4.5 R_\odot$, this hypothesis remains plausible until further evidence can be found to the contrary.

Another possible source of the 0.83d variability could be related to pulsations of the WR star. Periods of radial pulsations in WR stars are predicted to range from several minutes to an hour (Bratschi & Blecha, 1996) and thus can be ruled out. The same holds true for strange-mode pulsations (Saio et al., 1998), for which expected periods are more likely to be in the range of several minutes (Schaller, 1991; Glatzel et al., 1993). The claim of $P \sim 627s$ for the southern Wolf-Rayet star WR40 (Blecha et al., 1992) was contradicted by the results of Marchenko et al. (1994) and Schneider et al. (1994), who claimed this period could be either spurious (caused by atmospheric transparency variations) or a pulsation appearing and vanishing on timescales of hours to a day (although no build-up or fading was noticed in the intensity of the variation). On the other hand, *non-radial* pulsations with a period ~ 20 hours (0.83d) are a possibility. They could be driven by the Eddington ϵ -mechanism (Maeder & Meynet, 2002; Eddington, 1918). The timescales of these modes would be of the order of hours to less than a day (Noels & Scuflaire, 1986; Dziembowski, 1994) so that they could be held accountable for the observed period in WR137. These are related to $g+$ modes of non

radial pulsation, but are not believed to last more than a few 10^3 years. Further studies of WR137 with good temporal and spectral resolution (comparable to the current KPNO spectra) and high signal to noise ratio ($S/N \simeq 100$ -200) could help to confirm and determine the origin of this small amplitude periodic variability. Note that the non-radial g-mode oscillations should have a variable period (Balona et al., 1989), while the rotationally-modulated variability should provide a stable periodic modulation, thus providing means to distinguish between the two.

3.7.3 Orbital period and masses of the components

We have computed a reliable orbit for the WR star and provided the best possible estimate for the O-component orbit. Our derived period of 4766 ± 66 days is in perfect agreement with that found independently from the near-IR photometric data taken between 1985 and 1999 (Williams et al., 2001), which yielded 4765 ± 50 days. The small eccentricity ($e = 0.178$) seems to be compatible with the episodic dust formation depicted in Marchenko et al. (1999), who assumed $e \leq 0.3$, based on the rather slow variability of the IR flux (Williams et al., 2001) and behavior of the ejected dust cloud. Assuming that we see the system fairly near to edge-on, this would imply that the dust clumps observed in 1997 September - 1998 May with HST/NICMOS2 are indeed formed around the time when the O-companion was relatively close to the WR star. Indeed, the periastron passage seems to occur around 1996 (between February and October), according to Table 3.4. Assuming a distance to the system of 1.82 kpc (Table 5.1) and a spatial ejection velocity of $\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$ (Marchenko et al., 1999), the displacement of the persistent dust cloud by $0.25''$ in May 1998 implies that the cloud was formed during periastron passage in 1996, long before the 1997-1998 images were taken. The diminishing orbital separation around periastron should intensify the wind-wind collision and, finally, increase the dust output (e.g. like another long-period dust-producing binary WR 140: Marchenko et al. (2003)). One more encouraging detail is the orientation of the WR orbit. Indeed, the behavior of the dust cloud implies that

it was ejected from the system practically in the plane of the sky, at $\alpha_{dust} \sim 27^\circ$ relative to the plane (Marchenko et al., 1999). This fits well the longitude of periastron passage of the O star: $326^\circ - 180^\circ = 146^\circ$ (Table 3.4) which implies $\alpha_{orbit} = 180^\circ - 146^\circ = 34^\circ$, thus $\alpha_{orbit} \sim \alpha_{dust}$.

The van der Hucht (2001) catalogue provides an absolute magnitude of $M_v = -5.7$ for the WC7pd+O9 system, and $M_v = -4.52$ for the WR-component, implying $M_v = -5.25$ for the O-component. Thus, according to Vacca et al. (1996), the O9 component should have a spectral class between III and V and a mass of $M_O = 20 \pm 2 M_\odot$ (Gies, 2003). This, in turn, implies $M_{WR} = 4.4 \pm 1.5 M_\odot$ and an inclination angle of $i = 67^\circ$. On the other hand, Nugis & Lamers (2000) give a mean of $M_{WR} = 13.4 \pm 1.3 M_\odot$ for WC7 stars which, if assumed to be applicable to the WC7 star in WR137, leads to $M_O = 60.9 \pm 15.5 M_\odot$ and $i = 39^\circ$. However, the shape of the ejected dust cloud strongly favors the larger value of inclination. Moreover, the mutual orientation of the orbital plane and the plane containing the flattened wind (Harries et al., 2000) also points to a rather high value of i .

**Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing
WC7pd+O9 Binary HD192641**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie

[Redacted Signature]

05/12/2005

Coauteur Signature Date

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing WC7pd+O9 Binary HD192641

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie

[Redacted Signature]

12-05-2005

Coauteur Signature Date

0

**Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing
WC7pd+O9 Binary HD192641**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie.



06/12/105

Coauteur Signature Date

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing WC7pd+O9 Binary HD192141

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.

Coauteur Signature Date



Dec 06, 2005

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing WC7pd+O9 Binary HD192641

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
[redacted] pie.

[redacted signature]

6/12/05

Coeuteur Signature Date

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing WC7pd+O9 Binary HD192641

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie.

 _____
Coauteur Signature Date

5/12/2005

**Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing
WC7pd+O9 Binary HD192641**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.

Coeuteur Signature Date

Dec 6 2005

Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing WC7pd+O9 Binary HD192641

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie



6 Dec 2005

**Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing
WC7pd+O9 Binary HD192641**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.

[Redacted Signature]

6 décembre 2005

Coauteur Signature Date

[Redacted Signature]

**Spectroscopic Study of the Long-Period Dust-producing
WC7pd+O9 Binary HD192641**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie



05/12/05

Signature Date

Chapitre 4

L'ÉTOILE WOLF-RAYET WR123

Ce chapitre provient de l'article *Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123 with the MOST Satellite* publié dans l'*Astrophysical Journal Letters* du 20 Novembre 2005 (L. Lefèvre, S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, A.N. Chené, S.R. Smith, N. St-Louis, J.M. Matthews, R. Kuschnig, D.B. Guenther, C.A. Poteet, S.M. Rucinski, D. Sasselov, G.A.H. Walker, W.W. Weiss, ApJL, vol 634, L109-112, 2005).

Cet article est centré sur l'étoile WR123 qui est une étoile de type WN8. C'est la classe la plus variable (intrinsèquement) parmi toutes les WR (Moffat 1989). Blecha & al (1992) avaient trouvé une période de ≈ 10 min dans le signal de WR40 (une autre étoile de type WN8) qui n'a jamais été ni confirmée ni infirmée, et de nombreuses études sur WR123 ont révélé un spectre multipériodique très intrigant. On a donc décidé d'étudier les étoiles WN8 avec le satellite MOST, et WR123 est la plus brillante de cette classe qui se trouve dans la zone de vision continue du satellite.

Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123 with the MOST Satellite.

L. Lefèvre^{1,2}, S.V. Marchenko³, A.F.J. Moffat¹, A.N. Chené¹, S.R. Smith³, N. St-Louis¹, J.M. Matthews⁴, R. Kuschnig⁴, D.B. Guenther⁵, C.A. Poteet³, S.M. Rucinski⁶, D. Sasselov⁷, G.A.H. Walker⁴, W.W. Weiss⁸

Abstract

We present the results of intensive visual-broadband photometric monitoring of the highly variable WN8 Wolf-Rayet star WR123, obtained by the MOST⁹ (Microvariability and Oscillations of STars) satellite. This first Canadian astronomical space telescope observed WR123 for 38 days non-stop during June/July 2004. Fourier analysis shows that no periodic signal is stable for more than several days in the low-frequency domain ($f < 1\text{d}^{-1}$), where most of the stochastic power is contained. Also, no significant variability is seen in the high-frequency domain ($10\text{d}^{-1} < f < 1400\text{d}^{-1}$) down to the level of 0.2 mmag, an order of magnitude lower than theoretical predictions for strange-mode pulsations. On the other hand, there seems to be a relatively stable 9.8 h periodic signal present throughout the whole run. This period is probably too short to represent the

¹Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, QC H3C 3J7, Canada,

²Observatoire de Strasbourg, 67000, France,

³Department of Physics and Astronomy, WKU, Bowling Green, KY 42101-3576, USA,

⁴Department of Physics and Astronomy, UBC, Vancouver, BC V6T 1Z1, Canada,

⁵Department of Astronomy and Physics, St. Mary's University, Halifax, NS B3H 3C3, Canada,

⁶David Dunlap Observatory, University of Toronto, ON L4C 4Y6 Canada,

⁷Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, MA 02138, USA,

⁸Institute for Astronomy, University of Vienna, 1180 Vienna, Austria,

⁹This investigation is based on MOST data. MOST is a Canadian Space Agency mission, jointly operated by Dynacon Inc., the University of Toronto Institute of Aerospace Studies, the University of British Columbia, and with the assistance of the University of Vienna, Austria.

axial rotation of the star, unless related to multiple sub-structures equidistantly spread along the stellar equator. It is also too short to be orbital in nature; it is more likely to be related to pulsational instabilities (although with a much longer period than expected), thus finally revealing a possible fundamental driver behind the highly variable wind of this object, and others of similar type.

4.1 Introduction

Most population I Wolf-Rayet stars are evolved He-burning descendents of massive O-stars (Langer et al., 1994). WR stars exhibit intense broad emission lines produced by highly-ionized atoms (Conti, 2000), which constitute a hot, fast and dense stellar wind (Hamann & Koesterke, 1998). Furthermore, the highly structured nature of the winds (Moffat et al., 1988; Lépine & Moffat, 1999; Lépine et al., 2000) may be related to numerous, stochastic small-scale density enhancements embedded in the outmoving WR wind. There are two broad classes of WR stars: WN, where nitrogen lines dominate, and WC (WO), with dominance of carbon (oxygen).

WN8 stars are the descendents of moderately massive, luminous O-stars (Maeder, 1996; Crowther & Smith, 1997). They can be distinguished from other WR subtypes by several peculiar characteristics: they have the highest level of intrinsic variability; they have a low binary frequency; they tend to avoid stellar clusters and associations; and those in the Galaxy are usually found far from the plane, i.e. many of them may be considered as runaways. All these characteristics tend to link their formation to a supernova explosion scenario, most likely in a massive binary. Because of their peculiarities, WN8 stars, with WR123 (HD177230: van der Hucht, 2001) among them, were the object of a photometric and spectroscopic survey between 1989 and 1995 by Marchenko & Moffat (1998, hereafter MM98) and Marchenko et al. (1998a), following an earlier study by Antokhin et al. (1995). A detailed time-frequency analysis of the photometric

data for WR123 yielded a complicated multicomponent spectrum (MM98), with one frequency $f_1 = 0.34\text{d}^{-1}$ dominating over more than 10 other components at $f < 1\text{d}^{-1}$.

However, the extreme complexity and dynamics of light curve variations of WR stars, in combination with inadequate time-coverage, have resulted in a long string of ambiguous/unreproducible results (see Matthews & Beech, 1987; Marchenko et al., 1994, and references therein). With the MOST data, and its unprecedented time-coverage, we are now able to address these deficiencies.

4.2 Observations and Reduction

MOST (Walker et al., 2003) is a low-cost microsatellite designed to detect low-amplitude stellar oscillations with a precision of a few micro-magnitudes. With a relatively high pointing stability, typically better than ± 3 arcsec rms (compared to approx. ± 2 degrees for previous microsatellites), and unprecedented high duty cycle ($\sim 100\%$ for targets in the continuous viewing zone or CVZ), MOST is ideally suited for monitoring of targets with complex, rapidly (minutes-hours) changing light curves. MOST was launched by a ROKOT vehicle on June 30, 2003 from the Plezetsk cosmodrome (Russia). It consists of a 150 mm aperture Rumak-Maksutov telescope fed by a 45° diagonal mirror, which focuses light on photometric and guiding CCDs in a $\approx 3000\text{\AA}$ bandpass centered at $\lambda \approx 5250\text{\AA}$ ($\approx \text{B+V}$). The focal plane scale is ~ 3 arcsec per pixel. There are two modes of observation possible, Fabry Imaging (for targets with $V \lesssim 6$ mag) or Direct Imaging (for fainter objects). Data are collected via 3 groundstations located in Vancouver, Toronto and Vienna.

4.2.1 Data

The presumably single, relatively bright WR star WR123 ($V(GSC2) = 11.39 \pm 0.10$) is the only known WNS star that falls in the normal MOST CVZ.

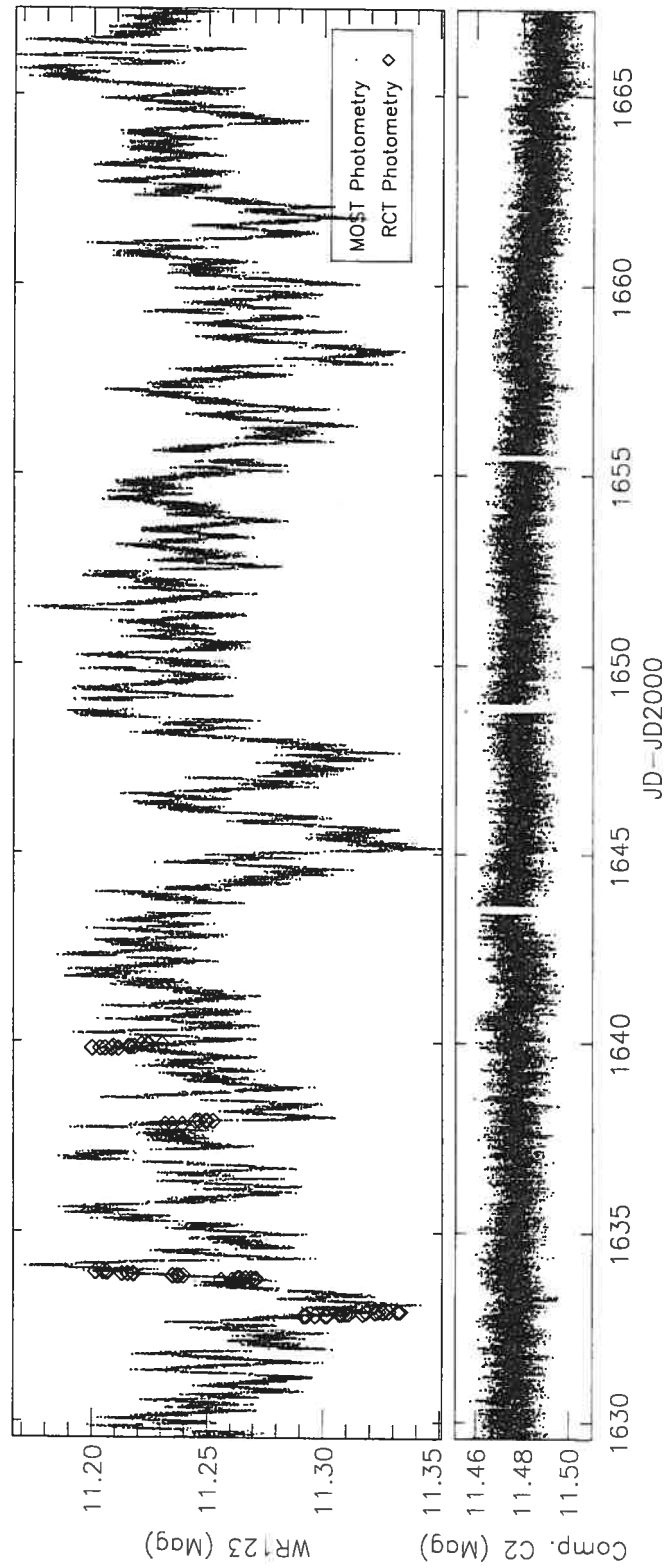


FIG. 4.1 – Top panel: 38 days of MOST photometry of WR123 (small dots), which includes the contribution of an unresolved neighboring star, compared to a subset of groundbased KPNO¹⁰ photometry whose angular resolution excluded the companion (large diamonds). Bottom panel: comparison star C2 on the same scale.

It was observed by MOST in the Direct Imaging mode in ~ 25 s exposures every 30s for 38 days from 19 June to 27 July 2004. During this time of year, for such a faint target located in the southern part of the CVZ, the bright limb of the Earth saturated the background during almost half the satellite orbit, so that about half of the data had to be discarded. Additionally, we chose three isolated external comparison stars on three different nearby subrasters (20×20 pixels: C2,C3,C4) and a resolved comparison star closer to the target ($18''$, $V(GSC2)=12.03 \pm 0.25$) on the same subraster (30×30 pixels: WR123+C1). There is also a much closer $5''$ westward companion to WR123 ($V(GSC2)=15.11 \pm 0.26$) which remains unresolved by MOST.

The star was also observed with the 1.3 m Robotically Controlled Telescope (RCT) at KPNO¹⁰ (Gelderman et al., 2004). The robotic facility obtained 3-5 groups of CCD images in Johnson V per night, with 5 short exposures (6-8 seconds) in each. The full RCT data set will be discussed elsewhere. Fig. 4.1 shows the lightcurves of WR123 (MOST+RCT) and comparison star C2 (MOST), which has been chosen because of both its stability and comparable magnitude. Note that there is a slow drift of C2 to fainter magnitude (also seen in the 3 other comparison stars). This drift is definitively instrumental, and although this tendency was not subtracted from WR123, its impact was thoroughly checked in both time and Fourier domains and found negligible in the considered frequency ranges. Comparing the RCT and MOST data, we found a good match, with both telescopes showing the same trends in the overlapping sections. However, RCT returns a light curve with identical shape but a slightly ($\sim 10\%$) higher amplitude, which can be explained by the presence of the faint, non-variable (thus diluting) companion in the MOST data. A second source of reduced MOST amplitude may be related to the broader photometric response: the $\sim B + V$ MOST band versus the RCT standard V-band. The presence of intense emission lines especially in the B-band may reduce the observed MOST photometric amplitude, since these emissions do not follow the variability patterns detected in the adjacent continuum.

¹⁰Kitt Peak National Observatory is operated by AURA, Inc., under contract with the National Science Foundation.

4.2.2 Reduction

The reduction of the MOST data basically consists of finding the best estimate of the local background around the star (if this exceeded an empirically determined threshold level, the image was discarded), subtracting it from each usable frame and carrying out aperture or psf-fitting photometry on each target star. The high levels of stray light have shortened the duty-cycle to 52%. A preliminary analysis was first carried out by one of the authors (LL) using psf-fitting and by another (SVM) using variable aperture photometry on a 7-day subset of the data. Later, the entire data set was reduced with a custom software developed by LL using fixed aperture photometry. These 3 methods give basically the same results (with occasional discrepancies of a few mmag) but the first two were discarded for being either too approximate (LL) or too time-consuming (SVM). The final rms error is roughly 5 mmag per point for WR123. Note that the MOST reduction pipeline (Rowe et al., 2005) also gave similar, although somewhat noisier, results.

The image processing for RCT data was performed under IRAF¹¹. Using multiple comparison stars from the field for differential photometry, we achieved 3-6 mmag accuracy per individual observation. During aperture photometry of the images, we carefully eliminated any contamination from the close 5" companion.

4.3 Results

Since the final duty cycle of the data was reduced to about 50%, we searched for periodic variations with CLEAN (Scargle, 1982; Roberts et al., 1987). No stable periods were found in the low-frequency domain ($f < 1\text{d}^{-1}$), including $f=0.34\text{d}^{-1}$ from MM98, although most of the fluctuating power is located there (see Fig. 4.2, left). However, the frequency spectra are greatly affected by large-amplitude fluctuations in the star,

¹¹IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

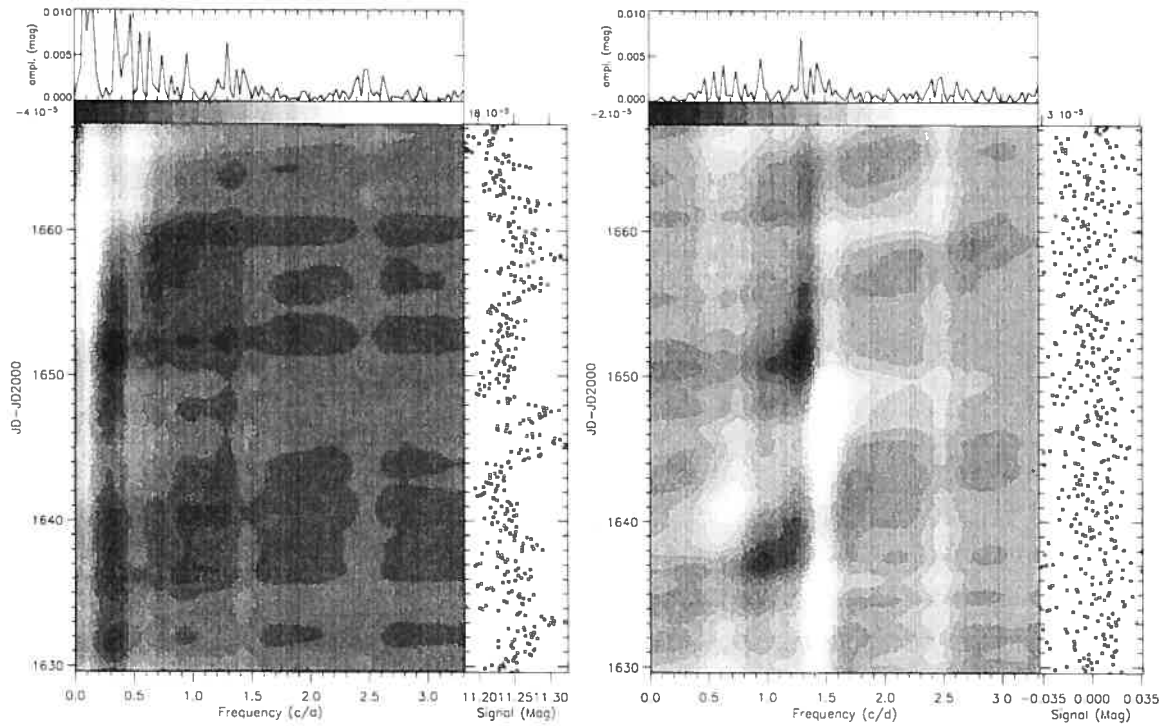


FIG. 4.2 – Time-frequency analysis of the WR123 data for the whole set. Left : 2h-binned dataset. The upper panel represents the CLEANed spectrum of the whole set and the right panel is the binned lightcurve. Right : 2h-binned and pre-whitened data, where all signals with $P > 1d$ have been removed by a high-pass filter. The upper panel is the CLEANed spectrum and the right panel is the binned and detrended lightcurve. The grey-scale calibration is given with lower and upper limits above each grey-scale plot.

as can be seen in Fig. 4.1, e.g. around days 1633-1634 or 1644-1648.

To compare the frequency content of this better-sampled data set to the MM98 photometry, we applied the same time-frequency technique they used. The frequency domain $1d^{-1} < f < 10d^{-1}$ revealed evidence for more coherent variations than may have been detectable by MM98. Fig. 4.2 (left and right panels; we only show up to $3d^{-1}$ for clarity) shows a $2.45d^{-1}$ peak which seems to be present and stable throughout the whole dataset. Note that the aliases introduced by the satellite-orbital frequency should occur at multiples of about $14.199 d^{-1}$, and so even the alias peaks at lower frequencies should introduce most of their leaked power well beyond the frequency range discussed here. Moreover, the frequency peaks considered as significant in this frequency range are not present in the CLEANed Fourier spectra of the comparison stars.

This 9.8h period ($2.45 d^{-1}$) can in fact be followed by eye over the major part of the dataset (e.g. over days 1638-1641.5 in Fig. 4.1), surviving for at least 38 days, although slowly changing between $2.4d^{-1}$ and $2.5d^{-1}$. Even if the amplitude of the 9.8h component seems to be relatively stable (compared to other frequencies), Fig. 4.2 shows that there are some epochs when the 9.8h-period is less well defined. This slow drift may explain the double-peaked appearance of the signal in the CLEANed spectra (Fig. 4.2, upper panels). On the other hand, for some peaks the significance is not as clear; i.e. the $1.3-1.5d^{-1}$ family might seem important at first glance, but a closer look reveals it is in fact unstable.

To reveal any signals in the high-frequency domain, $f > 10 d^{-1}$, we de-trended the light curve from any low-frequency signals ($f < 0.1 d^{-1}$), reasonably expecting them to “leak” significant power across the spectrum. Then we created sub-samples (days- or hours-long) and calculated corresponding frequency spectra. No significant peaks were found in the range from 10 to $1400 d^{-1}$ (the Nyquist frequency for the complete set), down to a detection limit of 0.2 mmag. Only about 0.8% of two MOST-orbit-long sets exhibit one peak over the ~ 3 mmag individual threshold, which is likely instrumental in nature.

Astrophysical Journal Letters


The University of Chicago Press
1427 E. 60th St.
Chicago, IL 60637
USA

Manuscript : 19975

Titre : " Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123 with the MOST Satellite "

Auteurs : L. Lefèvre, S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, A.N. Chené,
S.R. Smith, N. St-Louis, J.M. Matthews, R. Kuschnig, D.B. Guenther, C.A. Poteet, S.M.
Rucinski, D. Sasselov, G.A.H. Walker, W.W. Weiss
Volume 634, L109-112, Novembre 2005.

L'étudiant **Laure Lefèvre** est autorisé à inclure l'article ci-dessus dans sa thèse de doctorat qui a pour titre "**Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.**"

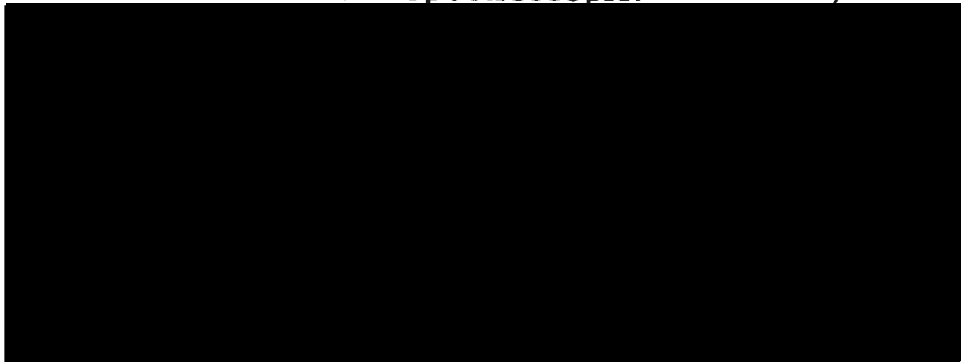


Laure Lefevre,

Departement de Physique
Universite de Montreal

**Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123
with the MOST Satellite.**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.



05/12/2005

05/12/2005

05/12/2005

Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123 with the MOST Satellite.

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.



5 décembre 2005

Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123 with the MOST Satellite.

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie



05/12/2005

**Oscillations in the Massive Wolf-Rayet Star WR123
with the MOST Satellite.**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre Etude de la variabilité dans les étoiles/massives à l'aide de la Photométrie et de la Spectroscopie.

Coauteur Signature Date

Chapitre 5

ANALYSE DE LA VARIABILITÉ DES ÉTOILES OB DU CATALOGUE HIPPARCOS

Ce chapitre est une version préliminaire de l'article *A systematic study of variability among OB-stars based on HIPPARCOS photometry* qui sera soumis à la revue *Astronomy and Astrophysics* (L. Lefèvre, S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, A. Acker, *A&A*, 2006).

Cet article présente l'analyse d'un échantillon d'étoiles OB observées par le satellite HIPPARCOS, pour mettre en évidence et classer les variabilités, aussi bien intrinsèques qu'extrinsèques, des étoiles qui y sont contenues. L'homogénéité des données HIPPARCOS sur chaque étoile rend cet outil très intéressant pour des études statistiques de la variabilité. Nous séparons les étoiles de cet échantillon en quatre grandes catégories : Les Super-géantes, les étoiles Oe et Be, les étoiles de la série principale et les systèmes éclipsants. On peut ainsi repérer une catégorie est plus sensible à un type de variabilité ou un autre, établir des tendances dans les différents types spectraux et classes d'une catégorie particulière et donc qualifier la variabilité des étoiles OB de manière générale.

A systematic study of variability among OB-stars based on HIPPARCOS photometry.

L. Lefèvre^{1,2}, S.V. Marchenko³, A.F.J. Moffat¹, A. Acker²

Abstract

We present the results of an analysis of the variability of OB stars based on photometry with the HIPPARCOS satellite. In terms of statistics, the data from the HIPPARCOS satellite are unique because of time coverage and uniformity. We separated the sample stars into 4 main categories of variability: 3 intrinsic and 1 extrinsic. The intrinsic categories are: OB main sequence stars (OBMS) ($\sim 2/3$ of the intrinsic sample), OBe stars ($\sim 10\%$) and OB Supergiant (OBSG) stars ($\sim 1/4$). The extrinsic category refers to eclipsing binaries. We classified about 30% of the whole sample as variable, although the fraction depends on magnitude level due to instrumental limitations. OBe stars tend to be much more variable ($\approx 80\%$) than the average sample star, while OBMS stars are below average and OBSG stars are average. Types of variables include α Cyg, β Cep, slowly pulsating stars and other types from the general catalogue of variable stars (Samus et al., 2004). As for eclipsing binaries, there are relatively more contact than detached systems among the OBMS and OBe stars, and about equal numbers among OBSG stars.

5.1 Introduction

OB stars are taken to comprise O to B3 stars of all luminosity classes and B4 to B8 supergiants (Walborn & Fitzpatrick, 1990). They are usually considered to be

¹Département de Physique, Université de Montréal, Montréal, QC H3C 3J7, Canada,

²Observatoire de Strasbourg, 67000, France,

³Department of Physics and Astronomy, WKU, Bowling Green, KY 42101-3576, USA,

massive stars that core-collapse as type II, Ib and Ic supernovae, depending on their initial mass. They also define the arms in spiral galaxies. O stars in particular are precursors of Wolf-Rayet stars, which considerably stir up and enrich their immediate environments in heavy elements in the process. The most massive stars tend to be the most unstable (close to the Eddington limit) and, like WR stars, sometimes have strong, optically-thick stellar winds that prevent us from seeing their hydrostatic surface and thus deducing their characteristics directly. Thus, studies of their photometric variations can be more revealing in an indirect way. First, the presence of a periodic phenomenon in a given star enables one to constrain its parameters. If the variability is intrinsic, it allows one to probe the otherwise mostly inaccessible internal parameters of a massive star. Second, when studying a whole sample of stars, classification of different types of variability helps to deduce statistical properties of a subclass of massive stars. Depending on the period and/or amplitude of the phenomenon, one can deduce a most likely responsible mechanism and judge if such a mechanism dominates in a given subcategory of stars.

The HIPPARCOS (ESA, 1997, The Hipparcos and Tycho catalogues, ESA-SP1200) satellite offers a unique opportunity to study an unbiased sample of OB stars in exactly this manner. It provides a homogeneous set of photometric data for a large sample of OB stars, over a relatively long period of time (~ 3 years). Moreover, a period search of the variable candidates has already been undertaken by the HIPPARCOS consortium, thus providing us with an initial basis of our study. We exploit here the HIPPARCOS photometric results concerning OB stars by reanalysing them in a more accurate and systematic way.

In section 5.2 we present the selection of targets. Section 5.3 details the method used for the detection of variable stars in this sample. In section 5.4, we briefly explain the analysis of the periodicities in the sample stars and in section 5.5 we present and

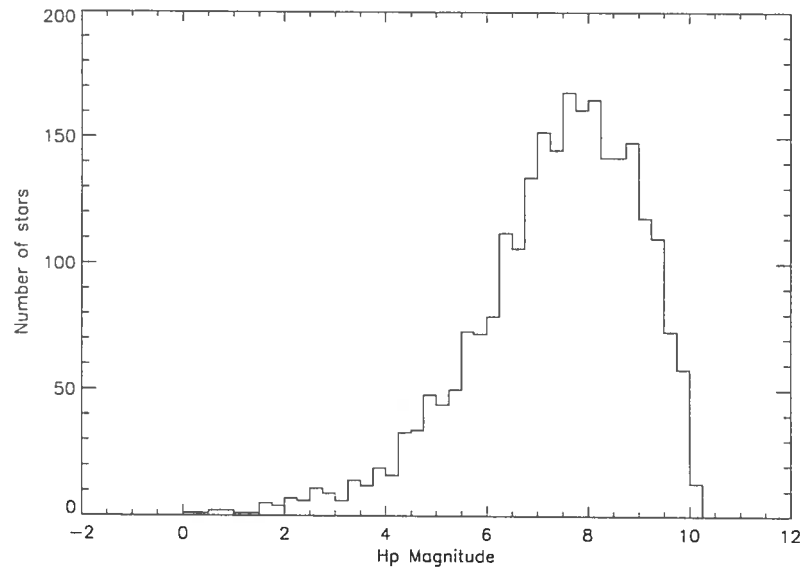


FIG. 5.1 – Histogram of the magnitude of the stars in our sample. The cutoff near $H_p = 10$ mag is completely artificial as it corresponds to the limit we chose for our sample. Note the steep decrease of the histogram above $H_p = 8$ mag, where the sample is not complete.

discuss the different results beginning with the extrinsic variabilities, then proceeding to the different classes of intrinsic variabilities. Section 5.6 concludes our analysis.

5.2 Selection of OB stars

We selected OB stars from the VIZIER database and created a photometric catalogue of the selected targets from the HIPPARCOS CD-rom. We selected only stars with magnitude down to $H_p = 10$ mag because of the rapid growth of the instrumental error below that limit.

Although it is now evident from Fig. 5.1 that the sample is only complete down to $H_p \sim 8$, we examine the whole sample of 2497 stars (including 13 stars for which new calculations are slightly fainter than $H_p = 10$ and have thus been omitted from further study). Excluded from this study are WR stars (studied by Marchenko et al., 1998b)

and LBVs (although P Cygni, HIP100044, is included as B2pe).

Each data point for each star is flagged with a 9-bit number, indicating if any problem was encountered during the exposure. Each bit corresponds to a precise problem, and the resulting flag is a combination of bits. Rather than boldly rejecting all flagged points, we have chosen the most “damaging” flags by carefully assessing the influence of the flagged points on the light curves of nonvariable stars, in an attempt to minimize both the number of rejected points and the number of rejected stars. The most damaging bits were selected (mainly *sun pointing*, *high background* and *object in either field of view*) and we removed the corresponding flags. These flags are represented by these bits exactly or any combination of them. Each point also is assigned an instrumental error based primarily on Poisson statistics. Some of the points with a larger error do not have significantly “bad” flags, while some points with “bad” flags do not present a larger error. Thus we decided to adopt a method which takes into account flags **and** measurement errors. First, we eliminated the problematic data-points for each star according to their flags. Typically 3 points per star on average were flagged and thus deleted. A total of 77 stars were excluded from the analysis (including 7 previously known periodically varying stars) because $> 10\%$ of their points were flagged as problematic. The inclusion of measurement errors is explained in section 5.3. Note that the variability characteristics of the 7 known periodically varying stars will be taken into account in the final statistics.

5.3 Detection of variables

Each HIPPARCOS star was assigned by the HIPPARCOS consortium a “variability flag”, which indicates whether it is variable (periodic “P”, unsolved variable “U”, or microvariable “M”), constant (“C”), or presented problems during the reduction (mainly Duplicity-induced variable, i.e. instrumental, “D”, or Revised-color-index “R”). Some of the stars could not be entered into any of the above categories (not-classified “ ”, i.e. no

flag). We computed a *weighted* mean and amplitude for each of these stars to correctly allow for variable quality. In a last step (a posteriori) we also deleted a few points from a limited number of targets, after checking their lightcurves by eye, i.e. points more than approximately 3σ from the mean. The following formulae were used to calculate the weighted mean and amplitude for each star, where “peak-to-peak amplitude” = $3.289 \times S$ (ESA, 1997, The Hipparcos and Tycho catalogues, Vol 1, eq. 1.3.14).

$$\mu_w = \frac{\sum_{i=1}^N \left(\frac{X_i}{\sigma_i^2} \right)}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \approx \mu = \frac{\sum_{i=1}^N X_i}{N}, \text{ for } \sigma_i \approx \text{cst.} \quad (5.1)$$

$$\sigma_w^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{(X_i - \mu)^2}{\sigma_i^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2}} \approx \sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \mu)^2}{N}, \text{ for } \sigma_i \approx \text{cst.} \quad (5.2)$$

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (X_i - \mu)^2}{N - 1} \approx \sigma^2 \times \frac{N}{N - 1}, \text{ for } N \gg 1. \quad (5.3)$$

X_i is the individual observation for a star, and σ_i is the error on this individual observation. As can be seen, μ_w and σ_w^2 are the weighted mean and variance determined for a population. For identical errors σ_i for all the observations of a star, $\mu_w = \mu$ and $\sigma_w^2 = \sigma^2$; this will be the case for most of the stars in our sample except for a few cases where outlying points influence the values. Here we used $\sigma_w^2 \times \frac{N}{N-1}$ to approximate S^2 , because $N \approx 122$ on average (i.e. large) in our sample of retained stars. The factor 3.289 enables one to estimate the amplitude (*max* – *min* mag.) of the variations of a star considering that individual transits are distributed according to a Gaussian in the case of a constant star (99.9% probability for a transit being comprised between *min* and *max*). This will create a simple quantity that allows us to distinguish between variable and non-variable stars.

The estimation of the amplitude calculated here ($3.289 \times S$) depends on the internal measurement errors for each transit. In fact, given that these errors are similar for a given star, and that our weighted S was corrected for any outliers, S depends on

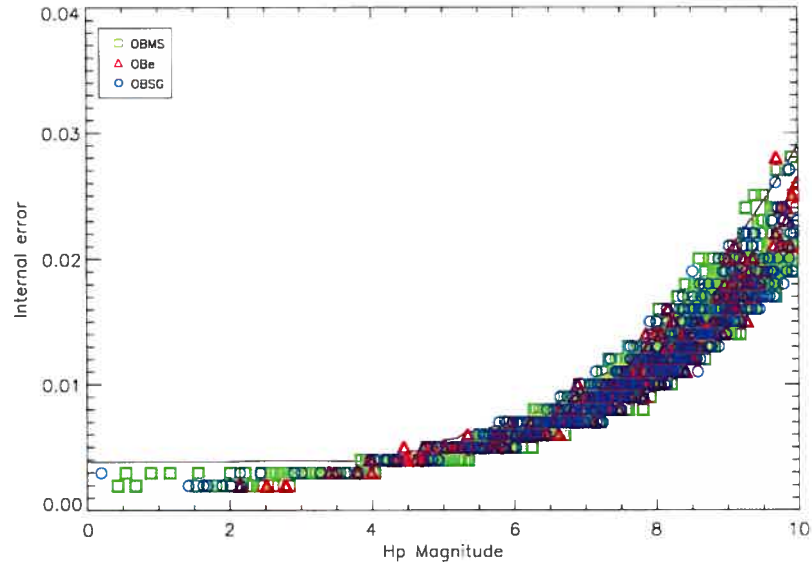


FIG. 5.2 – Distribution of the internal error in our sample in the 3 intrinsic categories of stars from section 5.5. Overplotted in black is the calculated threshold T_m . Note that the shape of the T_m -curve matches that of the internal error distribution, except for the brighter stars, which are less populated.

the median internal error for a given star. To use S in our threshold calculations, we must first make sure that the internal error (I) depends only on one parameter: the magnitude of the star. Indeed, if it depends on anything else (spectral type, extension of the source etc...) calculating a threshold in the Magnitude-Amplitude domain makes no sense.

Figure 5.2 shows the distribution of the internal error of our sample with respect to Hp magnitude. One can easily see that Poisson errors dominate this plot. Moreover, the 3 intrinsic categories established in section 5.5 are equally distributed. To make certain that the error depends *only* on the magnitude, we can make use of the variable called “external error / internal error” (Duquenooy et al., 1991) or S/I in our case and check if it has been correctly estimated. The closer to 1 the S/I variable is, the better the estimation of I . Of course, the more a star is variable, the more S/I exceeds 1. When plotting the S/I variable distribution in different bins of magnitude, we indeed

see that the peaks stay relatively close to $S/I = 1$ (error on I is $\lesssim 10\%$ in all cases), as confirmed by the overplotted threshold in Fig.5.2.

Thus we can say that, although some scatter appears progressively at higher magnitudes (cf. Fig 5.2; the scatter is \sim identical in the 3 intrinsic categories), I was correctly estimated for each star and depends only on the magnitude. The variations of S should then follow those of I relatively closely and it is now possible to calculate a threshold depending on the magnitude based on S , without doubt about the variability being falsely induced by different internal errors.

The indicative variability threshold from the HIPPARCOS consortium (ESA, 1997, The Hipparcos and Tycho catalogues, Vol 1, p.52) would indicate that *all* the stars in our sample are variable, although some of them are classified as “constant” (cf. Table 5.1). This is probably due to the different estimator ($3.289 \times S$) used for the computation of the amplitude. We calculated a threshold for our given sample by assessing the amplitude distribution in different magnitude bins. Despite the near-Gaussian distribution of the original magnitude measurements (for some test stars, the Kolmogorov-Smirnov test gives $\sim 80\%$ probability that the measurements are drawn from a normally distributed sample), the amplitudes of variability, being directly related to S , cannot be distributed according to a well-known distribution. However, the squared amplitude, related to S^2 , should be distributed according to a χ^2 with $N - 1$ degrees of freedom, which asymptotically approaches a normal distribution (N being typically 122 in our sample).

To be more exact, we simulated bins with 10000 stars (the actual number of stars in each magnitude bin is actually closer to 100, but we chose 10000 for greater reliability), with 100 transits each and compared the outcome to the actual distribution of the squared amplitude ($S^2 \times cst$) in each magnitude bin. Magnitudes for a *constant star* should be distributed according to a gaussian centered on the mean magnitude, so the simulation represents what the distribution inside a given bin of magnitude should look like, if all the stars were *constant*. This is exactly what we are looking for, since

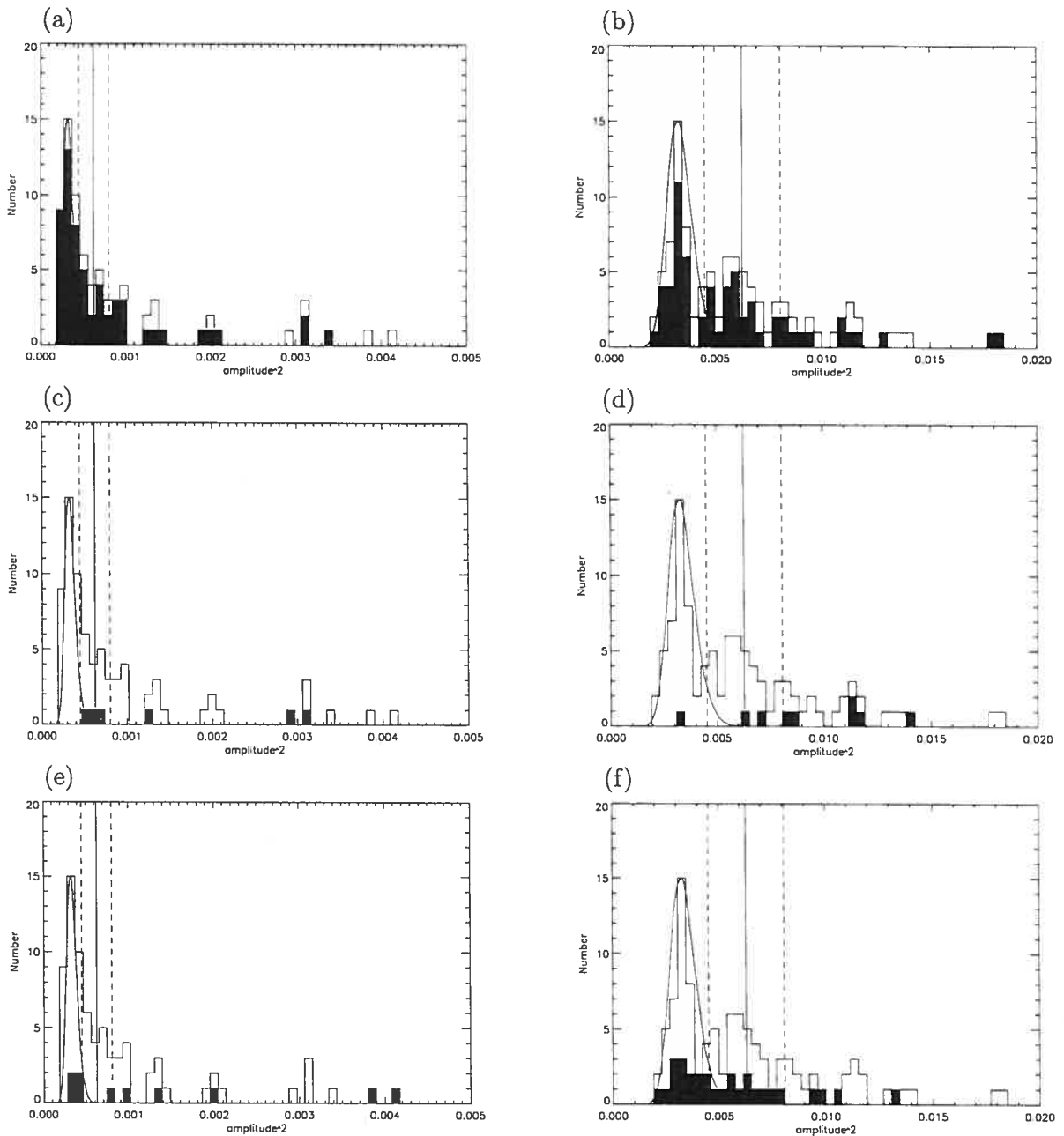


FIG. 5.3 – Comparison between the distribution in bins of magnitude and the simulated results for the whole sample of OB stars superimposed in black with the 3 intrinsic categories from section 5.5. Bins are for $H_p=[5, 5.5]$ (left), and $H_p[9, 9.25]$ (right). From top to bottom, the filled histograms represent the number of OBMS, OBe and OBSG stars in the above-mentioned magnitude bins. Note that there are a few points with a squared-amplitude that is off-scale in these diagrams; these have not been shown for reasons of clarity. The solid line represents t_m while the dotted lines represent t_l and t_h . The thresholds calculated in each category separately correspond (within the errors) to the combined threshold in both the S and S/I cases. As can be seen from panels (c) and (d), OBe stars are less numerous.

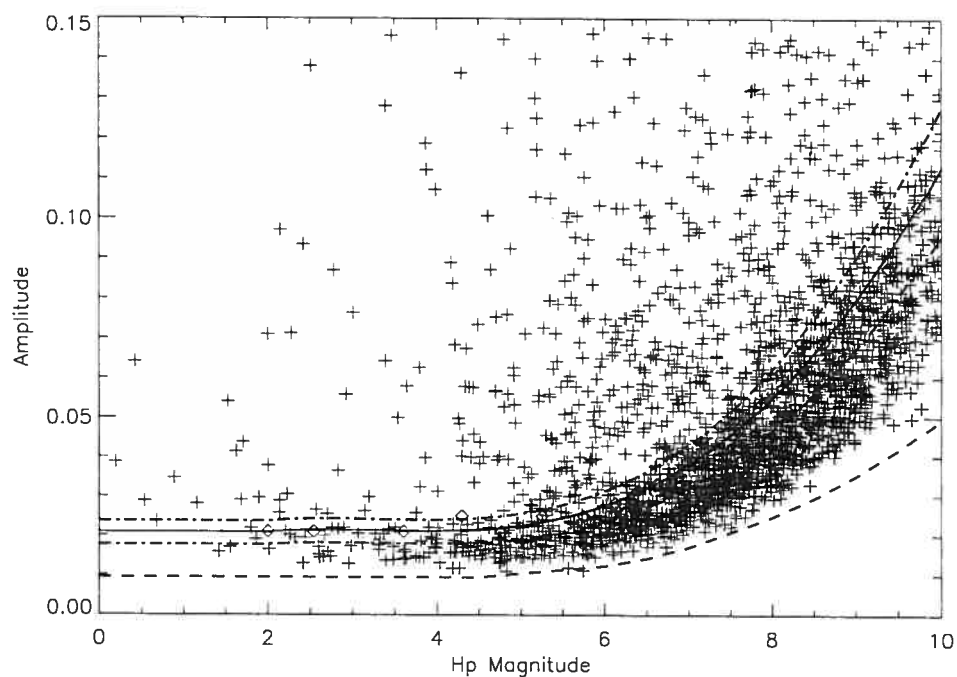


FIG. 5.4 – Variability threshold calculated for our sample. T_m (solid line) corresponds to the point where the distribution reaches 0.1% of its maximum, T_h (upper dash-dotted curve) corresponds to the higher error limit and T_l (lower dash-dotted curve) corresponds to the lower error limit. The dashed curve is the indicative HIPPARCOS level ($T(HIP)$).

variable stars should be located outside this simulated squared-amplitude distribution. We then adjusted the simulated squared-amplitude distribution to the real distribution and placed the *variability limit* (t_m , m for middle) at the point where the simulated distribution reaches 0.1% of the maximum. The error on this limit is represented by the $FWHM = 2.35 \times \sigma_{err}$ (\approx gaussian because $order_{\chi^2} = 121$) of the adjusted simulated distribution. The errors on the calculated t_m are transformed to t_l and t_h with $t_{l,h} = t_m \pm 3 \times \sigma_{err} = t_m \pm err$. Sample-simulated and real distributions of the squared-amplitude are represented in Fig. 5.3, where the distributions for the 3 different classes of intrinsic variability presented in section 5.5 have been overplotted. The error err on t_m is then transformed into the error on T_m ($T_m^2 = t_m$) to be representable in a more classical way in Fig. 5.4. Note that err becomes err_- and err_+ in the *amplitude* domain, i.e. the error is asymmetrical.

A fourth order polynomial is adjusted to the points in each bin of magnitude to obtain the resulting thresholds presented in Fig. 5.4, where the 4 lines represent the indicative HIPPARCOS 99.9% detectability limit ($T(HIP)$, dashed line), the threshold T_m minus the error to the lower side (T_l , lower dash-dotted line), the threshold T_m itself (solid line) and T_m plus the error to the higher side (T_h , upper dash-dotted line). We chose T_h as a conservative measure of the variability threshold, i.e. the 751 stars above T_h are assumed to be variable. Between T_l and T_h lie “possibly variable stars”, while supposedly “non variable” stars are located below T_l . Table 5.1 presents the results in a general manner. As one can see, there is a negligible fraction ($< 0.5\%$) of known periodic or variable stars below the established lower limit (T_l). Moreover, no stars deemed as constant by the HIPPARCOS consortium appear above the highest threshold T_h , thus validating “a posteriori” our calculations. Most of the “M” stars are located in the “possibly variable” zone which is normal, considering the small amplitude of their variations. “D” stars are mostly classified as “non-variable”, a result that is also encouraging, i.e. the number of stars wrongly classified as variable is minimal. In addition, less than 2% of the total number of stars which could not be classified lie

above the threshold T_h . We assume all stars above T_h to be variable, hence (per our choice of T_h) the probability of having a non-variable star among the candidates is less than 0.1% as confirmed by the statistics (cf. Table 5.1). The probability of finding a variable star (with amplitude $\text{Amp.} \gtrsim 0.03$ mag) below T_l is $\sim 1\%$, as indicated by the quasi absence of “U” or “P” stars, while it is around 15% for stars with a relatively low amplitude ($\text{Amp.} \lesssim 0.03$ mag). On the other hand, when considering stars below T_h , the probability of finding a variable star rises to $\sim 10\%$ for $\text{Amp.} \gtrsim 0.03$ mag and $\sim 70\%$ for $\text{Amp.} \lesssim 0.03$ mag. That is the reason why stars located in this particular region have been classified as “possibly variable stars”. It comprises more than 80% of the microvariable stars and about 15% of the “U” and “P” stars (cf. Table 5.1). The error on the magnitude is ~ 0.002 mag on average and depends on the number of points in each star and on the variability level. Some shifts in magnitude in Figure 5.4, could modify the distribution around the threshold by a few percent ($\lesssim 5\%$), below the limiting magnitude ($H_p = 8$ mag) and more above it, but this is within the error margins in the statistics of Table 5.2, which are quite large. It is important to stress that the “S/I” method from Duquennoy et al. (1991) also provides us with the means to verify *a posteriori* the accuracy of the calculated threshold, i.e. the distribution of stars above and below the threshold. Indeed, the introduction of a variable $\chi^2 = (N - 1) \times (S^2 / I^2)$ (Duquennoy et al., 1991) allows us to calculate a threshold ($T_{S/I}$) which does not depend on the magnitude. Applying a false probability detection of 0.1% for this threshold, we find that the distributions of stars above and below $T_{S/I}$ are similar to the distributions above and below T_h within less than 5%. Of course, this is not surprising considering the fact that we established that the internal error I was correctly estimated and thus the shape of the internal error seen in Figure 5.2 is the same ($\times 3.289$) as that of T_m (cf. Figures 5.2 and 5.4).

TAB. 5.1 – Selected stars.

	P	U	C	D	M	R	“ ”	Total
ampl. $\geq T_h$	209	493	0	17	15	2	15	751
$T_l \leq$ ampl. $< T_h$	17	105	50	52	78	2	347	651
ampl. $< T_l$	1	3	435	99	20	0	447	1005
Total	227	601	485	168	113	4	809	2407

Number of “P”, “U”, “C”, “D”, “M”, “R” and not-classified (“ ”) stars, above the positive threshold (T_h), between the positive and negative thresholds ($T_h = T_m + err_+$, $T_l = T_m - err_-$), and below both of them. T_m denotes the threshold calculated according to the method presented in Fig 5.3.

5.4 Analysis of the variability

The 751 stars selected as “variable” thanks to our determined threshold were then analysed with CLEAN (Scargle 1982, Roberts 1987) and Phase Dispersion Minimization (Stellingwerf 1978). For the CLEAN program we used a gain of 0.2 and a maximum number of 250 iterations. We calculated a false alarm probability (fap) threshold for each star and kept the three biggest power peaks of the CLEAN program, if they were above this 99 % fap threshold. We then used the PDM around each of those peaks to locate the position more precisely.

5.5 Results and discussion

Of the 227 previously known periodically varying stars (flagged “P”), about 90% were found to be periodic in this study, some with revised periods. The 10% discrepancy between HIPPARCOS and this study most probably comes from the difference in the number of points in the analysis. The HIPPARCOS consortium excluded all the flagged points while we kept some of them, hence the difference.

We chose to classify the supposedly variable stars in 4 broad categories. These include, first under intrinsic variables: Supergiants (OBSG), Main sequence stars (OBMS, excluding OBe stars) and OBe (OB stars with emission due to rotation including Bep

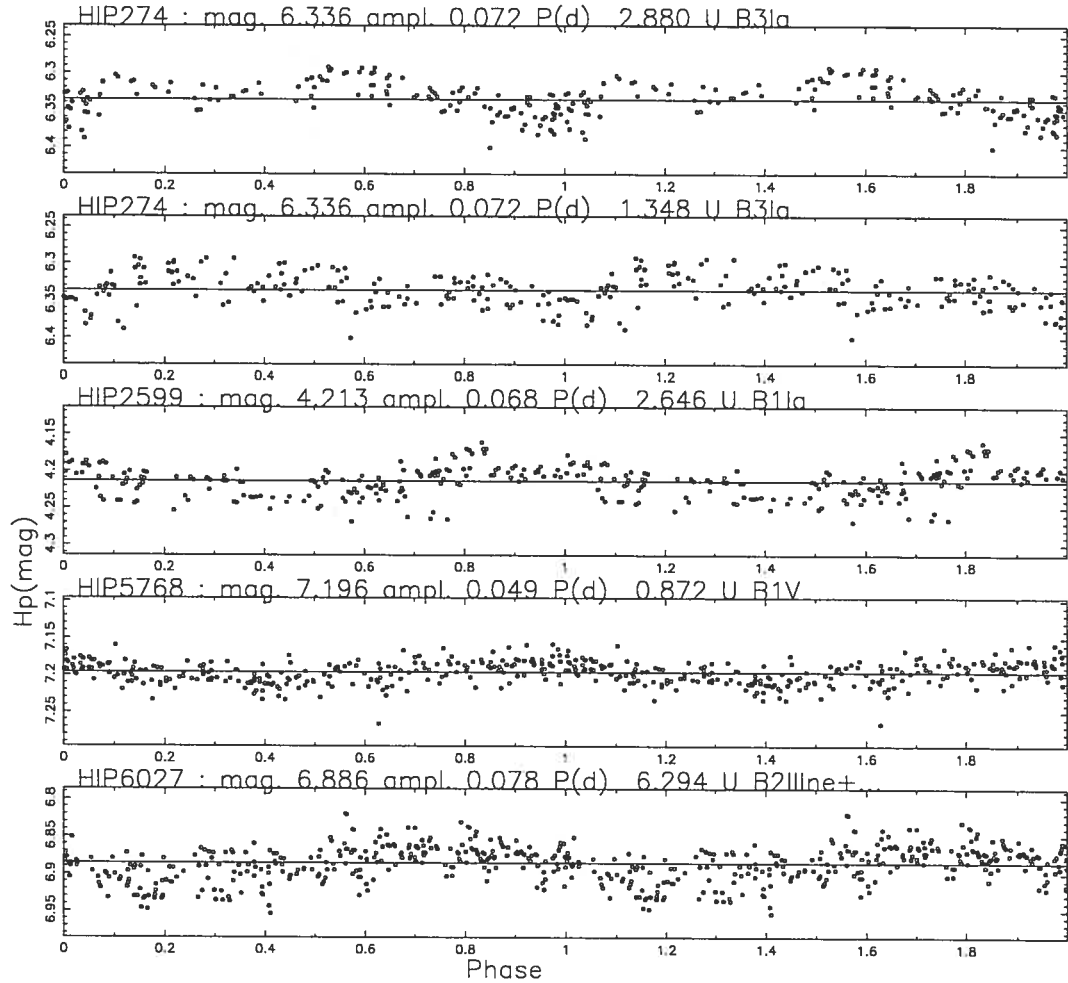


FIG. 5.5 – This figure is a representative extraction of our “catalogue of New Periodic stars” given in Appendix C2. It plots Hp mag. vs. Phase. The epoch is arbitrarily taken as $JD - 2440000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. On top of each lightcurve are the HIPPARCOS number, the Hp magnitude and mean amplitude calculated in this study, the period, variability flag and spectral type from the HIPPARCOS data (periods can also be new ones). The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.

and Oe) and then under extrinsic variables: eclipsing binaries (E). Some eclipsers may reveal other types of variability but the eclipse phenomenon usually dominates, so we will retain them only in the E category. As for types of variability, we follow the definition in the General Catalogue of Variable Stars (GCVS, Samus et al., 2004) and of Gautschy & Saio (1996). The principal variability types used are listed in Appendix D. Note that stars for which the light curve is not precise enough to decide between an

ellipsoidal variable and an eclipsing binary, were given preference as eclipsing binaries.

We found 169 stars with new periods, of which $\approx 50\%$ were also found by Koen & Eyer (2002). Included in these new periodically varying stars, are 5 new eclipsing binaries of which 1 was also in Koen & Eyer (2002) and 2 were found by Otero (2003). The phase plots of stars with new periodicities are given in Appendix C (see Fig. 5.5). When classifying the variability types, all of the probable periods have been taken into account; we made no assumptions on the veracity of those periods. However, periods of $P \approx 0.089$ d are probably related to the orbital period of the HIPPARCOS satellite as discussed in Koen & Eyer (2002), so they have not been taken into account when classifying the types of variability. To indicate any “unsure” status of the new periods, we added question marks to the variability types (Appendix D Tables).

Our complete sample of OB stars consists of 127 eclipsing (or supposed as eclipsing) binaries, 229 OBe stars, 1480 OBMS stars and 576 OBSG stars. The statistics for all the categories are presented in Tables 5.2 (intrinsic categories) and 5.3 (eclipsing binaries), while the details are presented in a separate table in Appendix D. The errors on the proportions in Tables 5.2 and 5.3 are based on the assumption that the numbers of stars in a given category (N_i compared to N_{tot}) arise from a Binomial distribution (which tends towards a Poisson distribution for $N_{tot} \gg 10$), hence $\sigma_{binomial} = \sqrt{N_{tot}p_i(1-p_i)}$, which gives an estimated error margin with a confidence interval of 99% of $E_{99\%} = 2.58 \times \sqrt{N_{tot}p_i(1-p_i)}$, and an error in percent of $E_{99\%}(\%) = \frac{E_{99\%}}{N_{tot}} = 2.58 \times \sqrt{\frac{p_i(1-p_i)}{N_{tot}}}$, where $p = \frac{N_i}{N_{tot}}$ is the proportion and N_{tot} the number of stars in the chosen sub-sample. Moreover, we recalculated the proportions taking the 7 previously known periodically varying stars that were deleted because of too many flagged points and concluded that their influence is negligible, as can be seen from the row labelled “Not included” in Table 5.2. Note that the HIPPARCOS satellite scans along an axis with a “scan-data angle” depending on the time of observation. Thus, the more a source is extended, the more the variation of this angle can induce false variability. This angle is mainly sensitive to extended sources and nebulosities. This will be discussed in section 5.5.2.

TAB. 5.2 – OB Stars in the 3 OB categories and corresponding statistics.

N_i :	OBMS (%)	OBe (%)	OBSG (%)	Ecl. (%)	N_{tot} (%)
ampl. $\geq T_h$	256 (34 \pm 4.5)	172 (23 \pm 4)	201 (27 \pm 4)	122 (17 \pm 3.5)	751 (31 \pm 2.5)
$T_l \leq$ ampl. $< T_h$	442 (68 \pm 5)	32 (5 \pm 2)	177 (27 \pm 4.5)		651 (27 \pm 2)
ampl. $< T_l$	782 (78 \pm 3)	25 (2 \pm 1)	198 (20 \pm 3)		1005 (42 \pm 2.5)
Total category	1480 (65 \pm 2.5)	229 (10 \pm 1.5)	576 (24 \pm 2)		2407
Not included	6	0	1		7
Total category	1486 (65 \pm 2.5)	229 (10 \pm 1.5)	577 (25 \pm 2)		2414
Statistics (%)					
$OB_{i,v}$ vs. tot. OB_i	17 \pm 2.5	75 \pm 7	35 \pm 5		
$OB_{i,b}$ vs. tot. OB_i	83 \pm 2.5	25 \pm 7	65 \pm 5		
$OB_{i,pv}$ vs. tot. OB_i	30 \pm 3	14 \pm 6	31 \pm 5		
$OB_{i,nv}$ vs. tot. OB_i	53 \pm 3	11 \pm 5	33 \pm 5		
$OB_{i,v}$ vs. OB_v	46 \pm 4.5	24 \pm 4	30 \pm 4		751
$OB_{i,b}$ vs. OB_b	74 \pm 3	3 \pm 1	23 \pm 2.5		1656

OB_i corresponds to the 3 intrinsic categories, i being OBMS, OBe or OBSG. The index v stands for “variable” (above T_h), b means below T_h , nv stands for “non-variable” and pv stands for “possibly variable”. In the cases “A vs. B”, B= OB_i corresponds to N_{tot} =1480, 229 or 576; while A corresponds to N_i .

TAB. 5.3 – OB eclipsing Stars in the 3 OB categories and corresponding statistics.

N_i :	OBMS (%)	OBe (%)	OBSG (%)	N_{tot}
Ecl. binaries	89 (73 \pm 10)	7 (6 \pm 5)	26 (21 \pm 9)	122
$OB_{i,e}$ vs. tot. OB	4 \pm 1	0.3 \pm 0.3	1 \pm 0.5	5.3 \pm 1.2
$OB_{i,e}$ vs. tot. OB_i	6 \pm 2	3 \pm 3	4 \pm 2	
$OB_{i,e}$ vs. $OB_{i,v}$	28 \pm 6	3.9 \pm 3.8	10 \pm 5	
Not included	5	0	0	5
Total category	94 (74 \pm 10)	7 (6 \pm 5)	26 (20 \pm 9)	127

OB_i corresponds to the 3 intrinsic categories, i being OBMS, OBe or OBSG. The index v stands for “variable” (above T_h). The line “Not included” refers to the stars that were not included in the analysis because of too many flagged points, or below T_h .

One can see from Table 5.2 that OBe stars are much more variable intrinsically than OBSG or OBMS stars, and also more variable than the complete sample (line labelled “ $OB_{i,v}$ vs. tot. OB_i ”). On the other hand, OBMS stars are below T_h in 83% of cases, which means they are mostly non variable (53% are classified as non-variable, against 11% for the OBe stars and 34% for the OBSG stars). Figure 5.6 also shows these aspects in a different way. One can see in that figure that OBe stars are over-represented above the threshold T_h . This will be developed in sections 5.5.1 and 5.5.2.

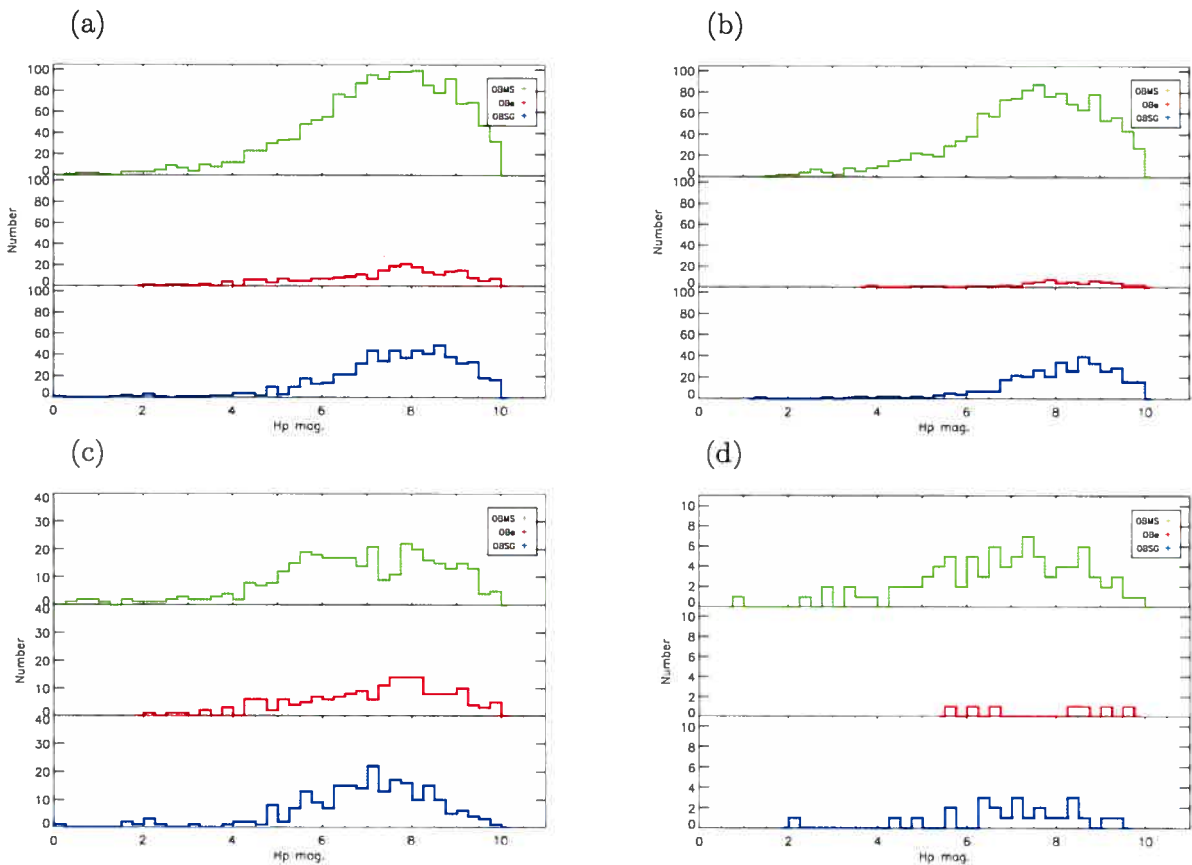


FIG. 5.6 – The four panels of this figure represent the distribution in magnitude for the 3 intrinsic variability classes in 4 different situations. (a) The whole sample of 2407 stars, (b) the 1656 stars below T_h , (c) the 751 stars above T_h and (d) the 127 eclipsing binaries.

TAB. 5.4 – OB Eclipsing Binaries of the HIPPARCOS catalog.

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle Hp \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
			OBMS		Total : 94			
100214	P	EA	4.213			8.060	0.243	O6
42433	P	E:	1.460			7.292	0.074	O8V:
92865	P	EB	1.622			8.747	0.191	O8:Vnn
56196	P	EB/KE	1.387			8.427	0.518	O8(+O8)
100135	P	EB	1.886			8.730	0.830	O8
74778	P	EA	3.902			5.056	0.154	O8.5V
1415	P	EB	3.523			6.062	0.198	O9III _{nn}
15063	P	EB/DM	3.366			7.237	0.108	O9IV
25733	P	EB/SD	4.003			6.944	0.722	O9.5III
108772	P	EB	3.070			5.554	0.099	O9V

Table 5.4 is presented in its entirety in Appendix D. The columns are: the HIPPARCOS number, the HIPPARCOS variability flag, the variability type we assigned in this study, the HIPPARCOS period (if any), the new periods found in this study (2 columns, for a possible alternative period), the periods found by Koen & Eyer (2002) (if any), the H_p magnitude, the mean amplitude calculated here according to equation 5.1 and the spectral type according to the Vizier database.

5.5.1 Extrinsic variability: Eclipsing binaries

All the eclipsing binary lightcurves are presented in Appendix C, an extraction of which is presented here in Figure 5.7. They are also summarized, along with their variability types, in Appendix D, of which Table 5.4 is the beginning. When taking into account only the stars down to $H_p = 8$, the statistics from Table 5.3 do not vary significantly (i.e., the proportions are identical).

Figure 5.8 presents the periods and amplitudes of variation for the eclipsing binaries in the 3 classes of intrinsic variability. The amplitude of Fig. 5.8 is representative of the depths of the eclipses, but not as precisely as for other types of variability. Indeed, the estimation of the peak-to-peak amplitude works better the more the lightcurve approaches a sinusoid. In the case of a detached system, where the primary and the secondary minima are very different, the accuracy of the estimation of the amplitude strongly depends on the number of points during the eclipses versus those between.

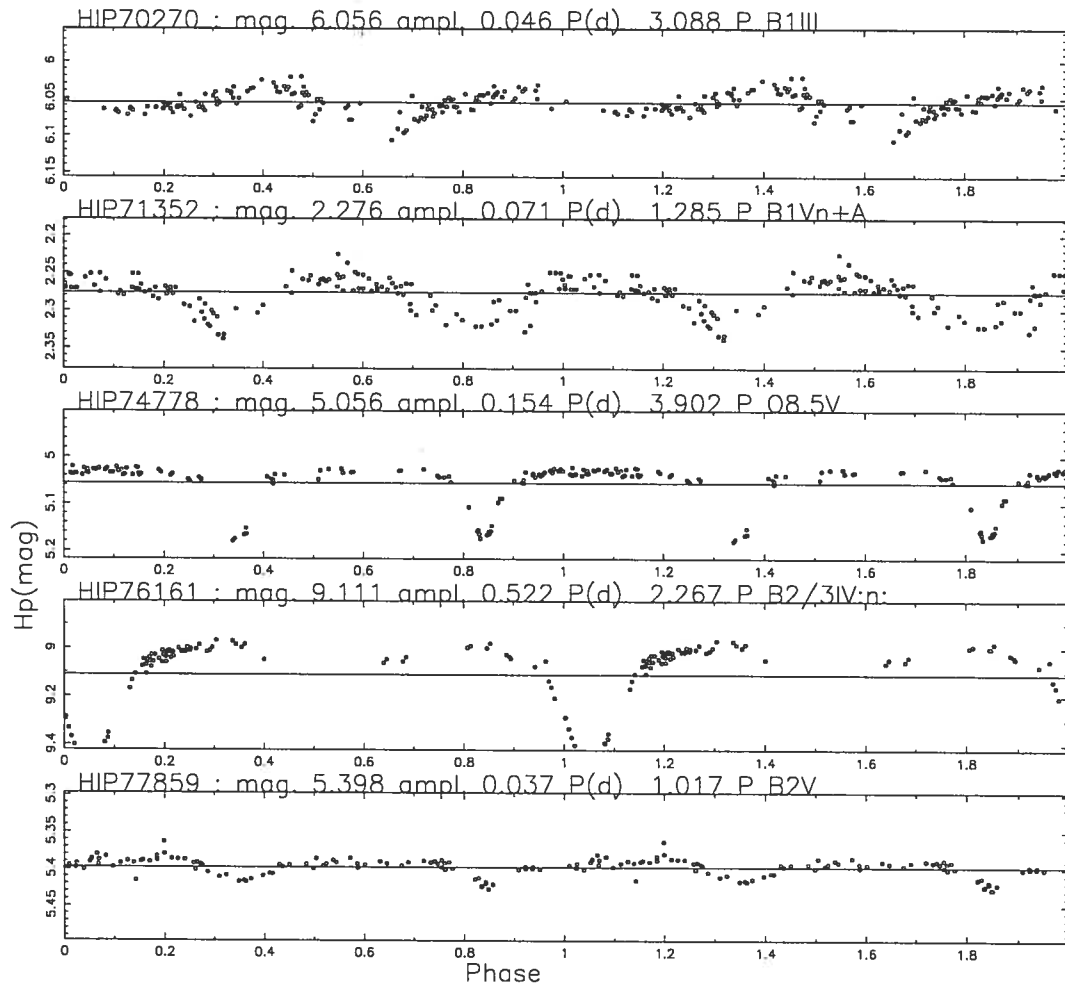


FIG. 5.7 – This figure is the beginning of our “catalogue of Eclipsing Binaries” given in Appendix C1. It contains 122 candidates; the remaining 5 are in Appendix C3 and C4. It plots Hp mag. vs. Phase. The epoch is arbitrarily taken as $JD - 2440000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. On top of each lightcurve are the HIPPARCOS number, the Hp magnitude and mean amplitude calculated in this study, the period, variability flag and spectral type from the HIPPARCOS data (periods can also be new ones). The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.

Table 5.4 also shows that there are twice as many contact (EB) systems as detached (EA) among the OBMS stars, while there are about as many contact as detached systems among OBSG stars. This will be discussed in section 5.5.2 in their respective categories although this is not an intrinsic variability. Note the difference in the peaks of the period histograms between the OBSG and the OBMS stars. The orbital periods

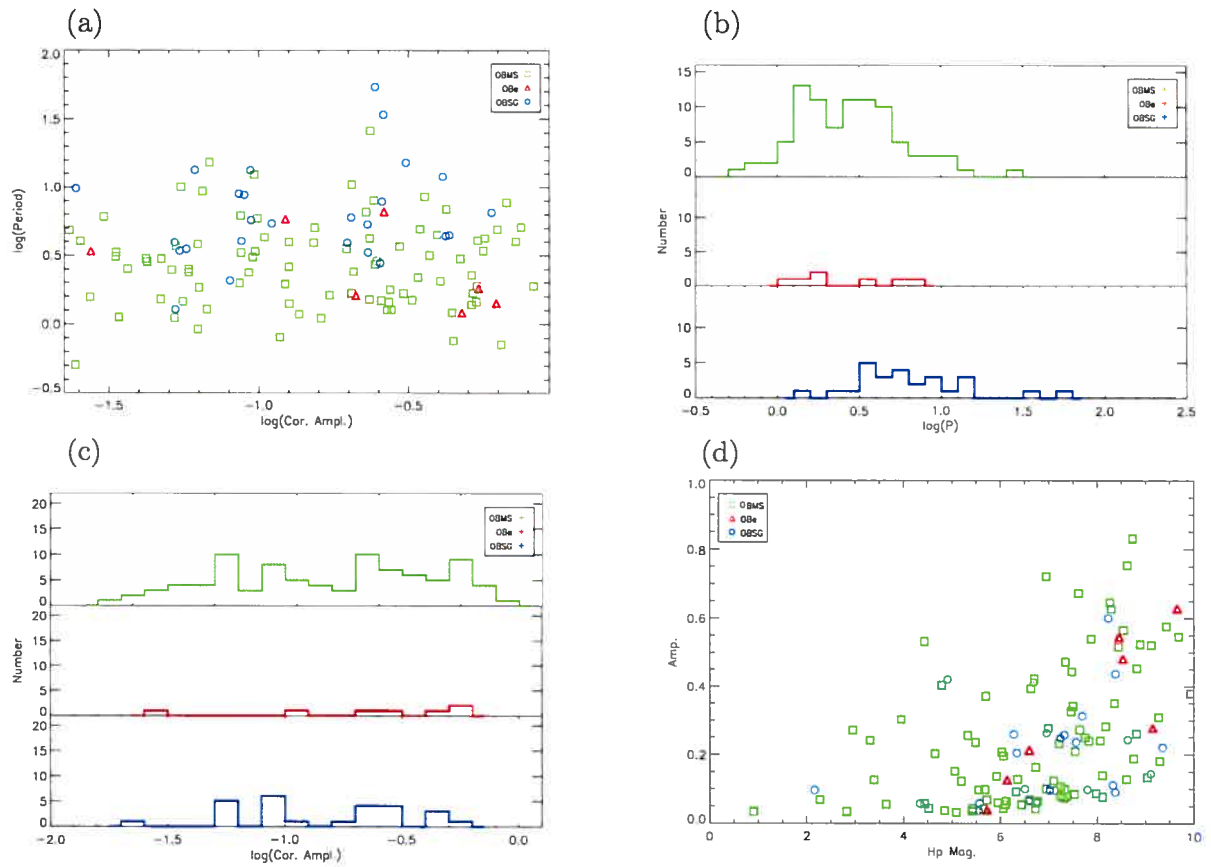


FIG. 5.8 – Eclipsing binaries: The upper left panel (a) presents the log of the period (days) versus the log of the amplitude of the variations, while the upper right panel (b) presents the histograms of the periods in the 3 intrinsic variability classes OBMS, OBe and OBSG. The lower left panel (c) presents the histograms of the amplitude in the 3 intrinsic variability classes. The lower right panel (d) presents the amplitude vs. Hp magnitude.

seem to be larger for OBSG stars on average. This difference is highly significant ($p = 99\%$) according to the Wilcoxon criterion. It is also seen when considering the sample to the limit of completeness (i.e. below $H_p = 8$ mag).

5.5.2 Intrinsic variability

Figure 5.9 presents the periods and amplitudes of variation in the 3 classes of intrinsic variability. Periods in the 3 classes appear equally distributed in this figure, although if we consider only the periods already found by HIPPARCOS (allowing for the fact that our periods might not be reliable) the peak from the OBSG class seems to occur at a slightly higher period than the OBMS-class peak (8d compared to 3d). This could be easily explained by the well-known period-mass relation: the greater the mass of the star, the larger its radius, the lower its mean density, and therefore the longer its pulsation period. This relation should basically apply to all the OB stars studied here. Moreover, there seems to be a gap in Fig. 5.9a and b between $P=0.3d$ and $P=1d$, whose origin remains unknown.

Note that the first and second panels of Figure 5.9 take the new periods into account, while the third and fourth do not. This is because some of the stars have several periods which are associated with identical amplitudes and magnitudes. The total numbers of stars are 56, 7 and 29 for the OBMS, OBe and OBSG categories, respectively, in the amplitude histogram (lower left panel), while they reach 108, 39 and 121 in the period histogram (upper right panel), because they include all the possible new periods. It is interesting in this case to note that the total number of OBe periods is more than five times higher if we add the new periods (number of $new/old = 5.5$). On the other hand, the total number of OBSG periods (including new periods) is about 4 times the initial number of OBSG periods, while the number of new periods found in the OBMS stars class is modest ($new/old = 1.9$).

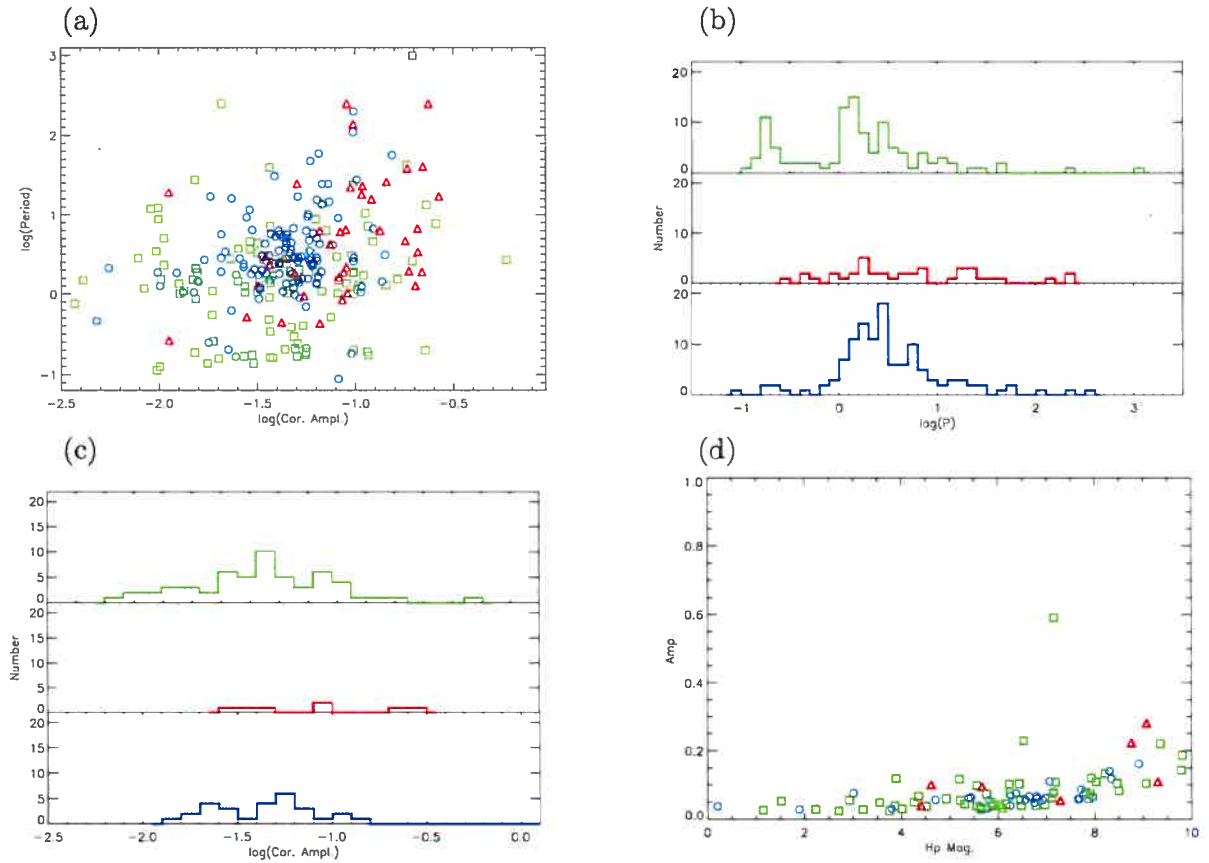


FIG. 5.9 – Variable stars: from top to bottom, left to right. Colors and symbols are the same as in Fig. 5.8. The first panel (a) presents the log of the period versus the amplitude of the variations, while the second panel (b) presents the histograms of the periods in the 3 intrinsic variability classes of OBMS, OBe and OBG stars (from bottom to top). The third panel (c) presents the amplitude histograms of the same 3 classes of variability, and the fourth (d) is the same as Fig. 5.4 for the periodic stars above T_h .

TAB. 5.5 – OBMS stars above the threshold T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle Hp \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
54948	D	IA				9.019	0.114	O5
31978	U	SR/L?		3.271		4.551	0.040	O7
51773		IA				8.129	0.068	O7
82876	D	IA				6.726	0.043	O7
82936	U	BCEP?		0.395		7.150	0.065	O7
39953	U	BCEP?		1.384		1.705	0.044	O8III
54358	U	IA				7.467	0.055	O8
56769	U	IA				6.474	0.092	O8var
69628	D	IA				6.696	0.040	O8
105186	U	L?				5.022	0.031	O8

Table 5.5 is presented in its entirety in Appendix D.

OB Main Sequence stars

Not surprisingly, OBMS stars represent the greater part of our OB sample of stars (65%). Their variability classification is presented in Table 5.5. As can be seen in Table 5.2, less than 20% of them are classified as variable in this study, which is rather low compared to the percentage of variable OBe and OBSG stars (OBe: 75%, OBSG: 35%). In fact, about 30% of all the stars in the sample are supposedly variable, and the proportion of variable OBMS stars is below that average. This is easily explained when one considers the fact that main sequence stars are much more stable than the two other categories involved here. There also seem to be more eclipsing systems among this class (cf. Table 5.2). It is not impossible that this is due to the fact that the stability of these stars prevents them from merging as often as the stars in the other categories, hence the higher number of non-merged eclipsing binaries (Podsiadlowski, 2006). Moreover, despite the limited sample, there is a trend towards more EB (contact) systems than EA (detached). Indeed there are $\approx 60\%$ EB eclipsing binaries compared to $\approx 30\%$ EA eclipsing binaries (the rest are classified as E or EW). The statistics stay the same if we consider only the stars with $Hp \leq 8$ mag. This might be related to the fact that OBMS stars in binary systems are closer than the stars in our other categories, and thus easier to detect (i.e., the inclination angle can deviate more from 90° , because the

TAB. 5.6 – OBe stars above the threshold T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle \overline{Hp} \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
27941	U	L				7.901	0.131	O6:pe SB
101425	D	IA				8.851	0.088	O6e
109556	U	IA				5.128	0.036	O6e
37074	U	GCAS?		2.983		6.868	0.054	O8V:pevar
97796	U	IA				6.232	0.047	O8e
99768	M	IA				7.197	0.048	O8e
30722	U	IA				6.617	0.043	O9:pe
18350		IA				6.825	0.044	O9.5pe
10147	U	IA?		6.330	36.900	9.910	0.182	Bpe
26566	U	XNG/L				9.267	0.256	Bpe

Table 5.6 is presented in its entirety in Appendix D.

components are closer).

OBe stars

The variability classification of OBe stars is presented in Table 5.6. As noted earlier, OBe stars seem to be by far the most variable class in our 3 intrinsic categories. This is easily explainable through their nature. Indeed the "e" refers to emission and these stars tend to have an extended disk due to rapid rotation. Their shape, flattened at the equator, could make them more sensitive to pulsations. Moreover, OBe stars are nearly absent below the threshold T_h . As for the variability of the "scan-data angle" noted earlier, Quirrenbach et al. (1997) note that the disks, if present, have negligible (for the HIPPARCOS satellite optics) extensions in the optical of a few milli-arcseconds. So this cannot account for variations seen in OBe stars. It does not apply, though, to any flux variations due to the instabilities in the disks which can augment the variability of the star.

In addition, a good fraction (20-60%) of OBe stars are supposed to be in a post mass-transfer phase of a close binary system (Pols et al., 1991). Although the fraction of eclipsing OBe stars is not significant compared to the fraction in the other 2 intrinsic categories, the upper right panel of Figure 5.8 shows that OBe star periods tend to be

TAB. 5.7 – OBSG stars above the threshold T_h .

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New (mag)	CK (mag)	< H_p > type	Ampl.	Sp.	
39429	M	IA?		1.880			2.136	0.026	O5Iaf
106886	U	IA					5.644	0.049	O6 (f)
82775	U	IA					5.829	0.040	O8Iab+...
37334	U	IA					7.749	0.093	O8/O9Ib:
82783	U	IA					6.384	0.051	O9Ia
63117	U	ACYG?		1.845		2.003	5.372	0.045	O9Ib
25050	P	M?	394.420				9.608	2.248	O9II
22783	U	L/IA?		1.776	0.885	0.885	4.295	0.040	O9.5Ia SB:
97757	U	ACYG?		5.234		5.233	5.605	0.051	O9.5Ia
101186	U	ACYG?		1.832	2.414	0.085	7.215	0.062	O9.5Ia

Table 5.7 is presented in its entirety in Appendix D.

TAB. 5.8 – OBSG star proportions in 3 magnitude bins.

		$H_p \leq 6$	$6 < H_p \leq 8$	$H_p > 8$	Total
OB stars	ampl. $\geq T_h$	214	322	215	751
	$T_l \leq$ ampl. $< T_h$	90	270	291	651
	ampl. $< T_l$	149	429	427	1005
Total		453	1021	933	2407
OBSG stars	ampl. $\geq T_h$	49	105	47	201
	$T_l \leq$ ampl. $< T_h$	14	65	98	177
	ampl. $< T_l$	12	65	121	198
Total		75	235	266	576

shorter, i.e. they are in closer binary systems. If this tendency is still seen in a larger sample of OBe binary systems, this would indicate that duplicity might be responsible for the Be phenomenon (Harmanec et al., 2002).

OB Supergiants stars

OB supergiants are usually thought to be more prone to variability, mainly because of their large radii, thus weaker surface gravity, and subsequent tendency to be unstable. When we take the total sample of stars, we find that about 30% of the variable stars (above T_h) are OBSGs, while only about 20% of the non-variables (below T_h) are OBSGs. A finer analysis with different bins in magnitude confirms this tendency. Below $H_p = 8$ mag, OBSG stars are about twice as often above T_h than below ($H_p < 6$: 11%

below T_h , $\approx 23\%$ above T_h ; $6 < Hp < 8$, $< 18\%$ below T_h , $\approx 32\%$ above T_h). This would tend to indicate that OBSG stars are globally more variable than OB stars in general. Fainter than $Hp = 8$ mag, on the other hand, there is no real difference between the percentage of OBSGs above and below T_h (OBSGs $\approx 25\%$ of OB above and below T_h , cf. Table 5.8) but this is probably due to the incompleteness of the sample, thus the increased scatter of the instrumental error fainter than $Hp = 8$ mag.

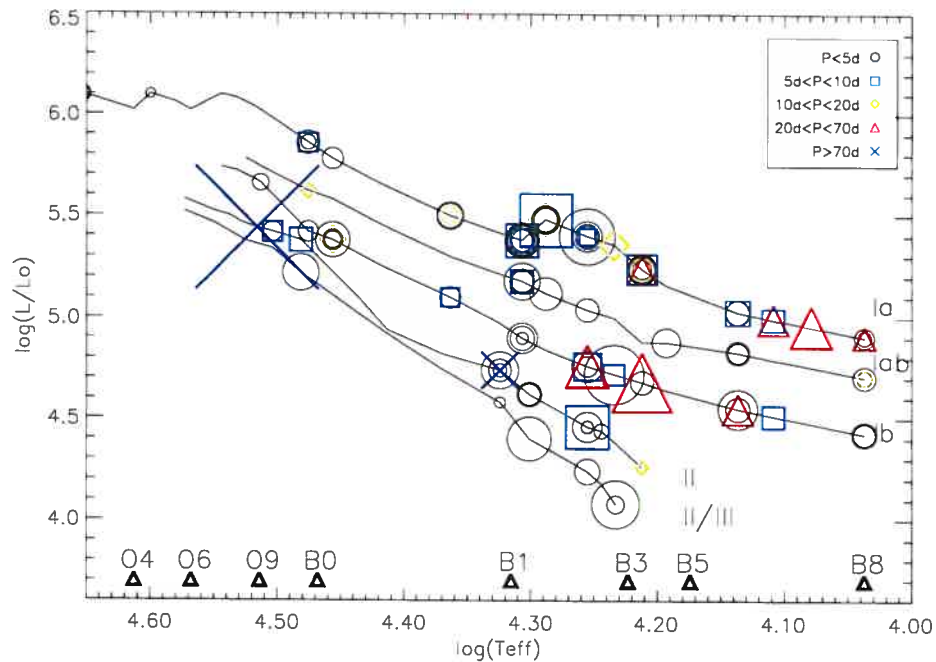


FIG. 5.10 – Periodicities as a function of spectral type and luminosity class (cf. de Jager, 1980). The tracks have been plotted according to the values of Vanbeveren et al. (1998b). Symbol size is proportional to the amplitude of the variation.

We also studied the distribution of periods in OBSGs to see if the trends seen in de Jager (1980, p.343) appear with our much larger sample of OBSG stars. As can be seen in Fig. 5.10, there is a tendency for longer periods ($20d < P < 70d$) to be located near the upper right corner of the diagram, while shorter periods ($5d < P < 10d$) are located nearer to the lower left corner of the diagram. Intermediate periods ($10d < P < 20d$) are mostly located between the above two groups. Short periods ($P < 5d$) are more scattered across the diagram (although still more to the lower left), but this tendency

also appears when the new periods (some of them are not reliable) are not taken into account. Longer periods ($P > 70d$) are too few to conclude anything. Nevertheless, we confirm the effect shown in de Jager (1980) for a bigger sample with greater spread in spectral types. All the “variable” OBSG stars and their parameters are presented in Table 5.7.

Fig. 5.8 also shows that there is a tendency for OBSG systems to have larger periods. This might be attributed in part to the larger size of the components (Söderhjelm & Dischler, 2005).

Finally, we note that the number of detached (EA) versus contact (EB) binary systems in this category is about equal, compared to a higher fraction of contact binaries among OBMS stars. Considering that surviving supergiant systems would have to have been farther apart than those that merged (Podsiadlowski, 2006), this explains a greater relative number of detached systems among OBSGs.

5.5.3 Special cases

All the previously known periodically varying stars that were deleted because of a significant number of flagged points or were located below T_h , are presented in Table 5.9 and their lightcurves are presented in Appendix C3 and C4. As indicated by their number ($\approx 1\%$), their effect on the threshold calculations is negligible. Moreover, the distribution of their periodicities and amplitudes does not visibly differ from the above results, and the 4 periodic OBSG stars that were deleted or located below the threshold T_h have periods in the range $P < 5$ days and would not influence the interpretation of Figure 5.10.

Star HIP34646 (HD55173, B3/5V(p), p142, Appendix C) was flagged under category 2 (corresponding to *FAST data only*) part of the time, hence the origin of the scatter. The unflagged points correspond to the “seemingly perfect” eclipsing binary lightcurve. However the value of the peak-to-peak amplitude indicated in the table in

TAB. 5.9 – Periodic stars not included because of too many flagged points or below T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	$\langle H_p \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
			Not incl.	Total : 7		
			OBMS stars	Total : 6		
112470	P	?	2.111	8.667	0.087	O5.5
91910	P	EA	1.364	7.870	0.256	B1Vvar
105960	P	EB	1.911	9.223	0.117	B2
22663	P	EA	2.033	7.621	0.135	B2/B3V
42726	P	EB?	3.102	4.773	0.053	B3IV
92989	P	SPB?	3.674	5.315	0.077	B3V
			OBSG stars	Total : 1		
31697	P	ACYG	2.742	6.204	0.044	B1Ib
			Below T_h	Total : 18		
			OBMS stars	Total : 14		
3346	P	?	5.543	6.967	0.034	B1III
86670	P	BCEP?	0.202	2.317	0.019	B1.5III
26233	P	SPB?	0.901	6.518	0.029	B1.5V
100193	P	EB	1.873	8.550	0.055	B2+...
1067	P	BCEP	0.152	2.755	0.022	B2IV
67464	P	SPB	2.625	3.323	0.019	B2IV
113853	P	SPB	4.176	6.738	0.034	B2V
26263	P	SPB	1.014	6.362	0.033	B3IV
76371	P	SPB	2.089	4.490	0.023	B3IVp
19178	P	SPB	0.912	7.065	0.038	B3V...
21575	P	SPB	1.061	6.993	0.041	B3V
28973	P	SPB	0.935	6.608	0.029	B3V
71666	P	SPB?	0.855	9.312	0.091	B3V
99415	P	SPB	1.442	7.637	0.052	B3V
			OBe stars	Total : 1		
71709	P	SPB?	5.516	9.126	0.092	B3Vne
			OBSG stars	Total : 3		
85189	P	BCEP	0.213	9.149	0.087	B1/B2Ib
80563	P	BCEP	0.132	7.964	0.060	B1/B2II/III
63250	P	BCEP	0.255	8.373	0.070	B2Ib

Appendix D represents the real amplitude of the variations due to the binarity because the errors (significantly larger on the flagged points in this case) were taken into account.

Stars HIP65474 and HIP81305 have been classified as binaries (with “?”) because of the shape of the dips seen in the lightcurves and the position of the lack of points about 0.5 phase later than the “first” dip. Of course, our choice can be discussed as stressed by “?” added to their variability type, but in this case, those two stars do not affect the statistics.

Star HIP10486 is definitely variable, almost certainly periodic but we do not have the definitive period. It might be an eclipsing binary but changing the period might affect the shape of our light curve to a large extent.

Stars HIP31593 and HIP78526 belong to the eclipsing binary group as shown in Table 5.4. They have also been represented in the “New periodic variables” group because they were not detected as variable before this study (HIP31593) or before the article by Otero et al. (2003, HIP78526).

Some OBe stars show “flare-like” outbursts (e.g. HIP 32947, HIP35993, HIP74147, HIP88149).

5.6 Conclusions

First of all, we note that although this analysis is presented for $H_p \leq 10$ mag, the sample is complete only down to $H_p = 8$ mag. All the figures and statistics have also been calculated when limiting the sample to $H_p = 8$ mag, and no major difference was noted. Thus the conclusions are not affected by our choice of limiting magnitude.

In our sample, there are about $26 \pm 2\%$ of intrinsically variable stars, which compares to the statistics given in (Marchenko et al., 1998b) for the WR-stars of $\approx 33 \pm 19\%$. These results are similar, with a possibly higher variability among WR stars probably

induced by the presence of the dense stellar winds (e.g., rotational modulation: WR6, dust formation episodes or blobs: WR137).

This analysis has enabled us to constrain the differences of variability among three classes of intrinsic variability (OBMS, OBe and OBSG stars). Indeed, OBe stars are much more variable than the two other intrinsic classes (75% compared to 17 and 35% for OBMS and OBSG stars, respectively). The large physical sizes of the OBSG stars may explain the longer periods, compared to the OBMS sample, of the eclipsing binaries with an OBSG component. On the other hand, we note that there are more eclipsing binaries among OBMS stars, probably because those stars are more stable. Moreover, the proportion of contact systems is twice that of detached systems among OBMS stars. This might be an observational bias related to the closeness of the components in OBMS systems (i.e., contact systems are more variable and thus easier to observe).

The unique photometric data base of the HIPPARCOS program archive has enabled us to find a number of useful trends among OB stars. It is expected that future large, uniform photometric programs, space or ground-based, will provide even more impressive quantities of data of even higher quality.

Laure Lefèvre,
Département de physique
Université de Montréal

**A systematic Study of variability among OB-stars based
on HIPPARCOS Photometry.**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie.

Coauteur Signature Date

05/12/2005

**A systematic Study of variability among OB-stars based
on HIPPARCOS Photometry.**

À titre de coauteur de l'article identifié ci-dessus, je suis d'accord pour que
Laure Lefèvre inclue cet article dans sa thèse de doctorat qui a pour titre
Etude de la variabilité dans les étoiles massives à l'aide de la
Photométrie et de la Spectroscopie



06/12/05

Conclusions

Synthèse des résultats

L'objectif de cette thèse était d'analyser la variabilité des étoiles massives dans leur état chaud. Avec les 3 articles présentés ici, nous avons couvert un large éventail de variabilités.

WR137 (WC7+O9pd), présente une variabilité à long terme (4766d) reliée à la binarité du système. Cette variabilité, déjà repérée en infra-rouge par Williams et al. (2001), a été confirmée par cette étude spectroscopique. WR137 présente en outre une variabilité à plus court terme d'une période de $P=0.83d$, qui pourrait être expliquée par différents phénomènes : (a) les régions d'interaction en corotation, (b) la présence d'un troisième compagnon (compact) dans le système WR137 ou (c) des pulsations non-radiales. Enfin, celle-ci présente également une variabilité stochastique à court terme (échelle de temps ≈ 1 heure) reliée à la présence de surdensités dans son vent. L'étude de ces dernières nous a permis de contraindre la loi de vitesse du vent de WR137 avec le paramètre d'accélération du vent, $\beta \approx 5$.

L'analyse des variations de l'étoile Wolf-Rayet WR123 (WN8), habituellement considérée comme chaotique, par le satellite MOST, nous a également permis de mettre à jour une période quasi-stable de $P=9.8h$, qui a suscité de nombreux débats. En effet, cette période est trop courte pour représenter directement la rotation de l'étoile, et les modèles de pulsations pour ce type d'étoile semblent nous indiquer que les pulsations

radiales, non-radiales et les modes étranges ne sont pas situés dans la bonne gamme de fréquences et d'amplitudes, sauf si le vent agit comme un filtre qui modifie les périodes et/ou les amplitudes des phénomènes qui sont créés à la surface. On notera cependant qu'une étude de Dorfi et al. (com. privée), révèle la possibilité de pulsations à modes étranges d'une période $\sim 10h$ dans WR123.

L'analyse de la variabilité des étoiles OB observées par le satellite HIPPARCOS nous a permis de voir quelle proportion d'étoiles OB sont variables sur un large échantillon homogène. Après avoir classé les étoiles dans différentes catégories de variabilité intrinsèque (OBMS, OBe et OBSG) et extrinsèques (binaires éclipsantes), nous pouvons voir que les étoiles OBe sont beaucoup plus sensibles à la variabilité que les autres catégories. En outre, on remarque que les étoiles OB de la séquence principale sont moins variables que celles des autres catégories, mais contiennent tout de même une proportion sensiblement plus importante de binaires éclipsantes. Les étoiles super-géantes, quant à elles, montrent une tendance à la variabilité qui est plus importante que celle des OBMS, bien que celle-ci soit moins prononcée que chez les OBe.

Perspectives

Dans un futur proche, il serait intéressant d'étudier un plus grand nombre de systèmes comme WR137, avec des périodes orbitales très longues (≥ 10 ans) pour améliorer les statistiques sur ce type d'étoiles. Il serait également avantageux de continuer l'étude d'étoiles WR classiques ou grosses productrices de poussières en ce qui concerne les blobs, et leur propagation dans le vent. Il est encore impossible pour l'instant de suivre avec précision un blob d'une raie à l'autre, bien que les méthodes de corrélation croisée indiquent un lien possible.

En ce qui concerne l'étude de WR123, il est important d'approfondir l'étude de la courbe de lumière de WR123 par d'autres méthodes, comme par exemple l'analyse en ondelettes. De plus, des simulations ont été réalisées pour expliquer la période de

$P=9.8h$ par des pulsations (Dorfi et al. : modes étranges, Townsend et al. : modes g, com. priv.). Dorfi et al. indiquent que la période de 9.8h pourrait être produite par des pulsations à modes étranges. D'un autre côté, les résultats de Townsend et al. sembleraient prouver que des modes de gravité (g) de $l = 1$ ou $l = 2$ peuvent avoir des périodes de pulsation entre 2h et 12h, ce qui conviendrait parfaitement dans le cas de WR123.

Annexe A

RADIAL VELOCITIES OF THE WR AND O COMPONENTS OF WR137

TAB. A.1: Radial velocities of the WR and O components of WR137.

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
WR	Comp.	$\sigma \sim 5-10 \text{ km s}^{-1}$			
KPNO	n=58	OHP	n=50	RO	n=67
11432.63091	0.2	10836.23647	21	11337.86891	-9.2
11432.66730	1.1	10837.24652	21	11350.80538	-5.1
11432.74425	3.5	10461.23148	15.54	11355.78767	-13.4
11432.76590	4.7	10454.24317	11.9	11364.71949	0.6
11432.78742	5.6	10456.22850	11.15	11364.84482	-11.1
11432.80894	4.6	11341.59419	-1.23	11365.80460	-5.2
11432.83074	4.2	11342.36760	1.559	11366.77194	8.6
11432.85236	5.0	11342.58567	-2.49	11367.77182	-19.7
11434.61284	-4.6	11343.36673	-3.6	11369.84141	-5.4
11434.63413	-4.7	11340.41103	-1.35	11370.79363	-7.2
11434.65526	-4.1	11343.59035	-3.5	11371.73009	-6.1
11434.67980	-3.8	11344.39733	-0.5	11375.77142	-18.5

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11434.70112	-3.7	11344.58519	-4.4	11376.74935	-10.0
11434.72270	-5.4	11345.37261	-7	11376.80593	-2.7
11434.74391	-4.7	11345.50225	-2.9	11382.72132	0.0
11434.76517	-4.3	11345.59739	-3.6	11382.77903	-2.6
11434.78992	-4.1	11346.36895	-6.72	11385.70842	-11.9
11434.81113	-5.7	11346.59049	-4.89	11385.77623	-10.5
11434.83291	-5.7	11340.59252	-6.55	11385.84749	-14.6
11434.83291	-4.5	11341.36825	1.24	11387.63652	6.7
11435.67243	-5.1	11380.54582	-5.4	11387.75767	7.9
11435.69391	-5.5	11381.52224	-5.13	11389.79351	-0.4
11435.71503	-5.1	11381.53335	-5.8	11390.70328	-4.7
11435.73965	-4.2	11381.61599	-2.07	11390.84508	-5.2
11435.76085	-3.7	11381.62710	-2.5	11392.63117	-7.4
11435.78206	-3.5	11382.54170	-6.4	11392.74221	-5.8
11435.80327	-4.2	11382.55281	-6.7	11392.86702	-0.6
11435.82453	-5.7	11382.56392	-5.9	11393.62205	-3.0
11435.84564	-5.1	11382.58962	-5.8	11393.73725	-3.0
11435.86682	-4.2	11382.60490	-3.8	11393.84444	1.1
11436.69696	-7.3	11383.61162	-8.6	11394.65833	-6.4
11436.73337	-6.6	11384.51257	-9	11394.84712	0.5
11436.77404	-5.1	11384.55007	-11	11399.63261	3.8
11436.81340	-5.5	11384.62785	-7.2	11399.75451	4.8
11436.85282	-4.5	11385.36814	-4.7	11399.84941	5.3
11437.73179	-7.0	11385.39245	-4.8	11401.63055	-2.0
11437.75827	-6.8	11385.54453	-7.13	11401.76374	5.1

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11437.79076	-7.7	11385.61120	-4.9	11406.66594	1.3
11437.82291	-7.5	11386.36955	-5.6	11408.61424	-0.1
11437.85480	-5.2	11386.39177	-6.458	11411.62466	-17.4
11437.88721	-2.9	11386.41608	-7.4	11411.74291	-4.8
11438.69784	-7.0	11386.43552	-7.06	11411.84996	-4.6
11438.73373	-4.9	11386.47441	-7.16	11412.63227	-7.0
11438.76977	-6.1	11386.49802	-7.47	11419.66042	7.9
11439.61786	-7.1	11386.52372	-6.8	11419.78342	0.3
11439.65384	-7.0	11386.54663	-6.8	11420.60184	-11.9
11439.68991	-7.8	11386.56399	-5.65	11420.64735	-8.4
11439.72551	-7.8	11386.58691	-5.23	11422.61497	-2.9
11439.79953	-6.7	11386.60011	-5.35	11425.68846	-4.2
11439.84255	-5.7	11386.62163	-4.5	11426.61086	-10.3
11439.88505	0.2			11427.59070	-7.2
11440.60758	-8.0			11436.58690	-16.6
11440.64339	-5.4			11437.71606	-6.6
11440.67904	-13.8			11438.67730	-5.5
11440.71249	-8.7			11439.57380	-6.5
11440.76056	-7.4			11440.67911	0.5
11440.79611	-8.3			11443.63837	-0.5
11440.83513	-8.6			11444.67690	-2.3
				11452.59047	-7.7
				11457.56869	-6.6
				11458.54508	0.3
				11459.58972	-5.2

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
				11463.58461	1.8
				11466.57143	-21.6
				11467.56092	-7.6
				11472.53462	-9.2
				11480.54107	-13.8
TO	n=27	DAO	n=41	OMM	n=53
11338.449160	1.522	6658.71105	-8.0	10705.66017	36.5
11344.441250	-2.938	7364.83470	-20.4	10703.50189	34
11406.391227	-6.8	7365.81336	-19.5	10094.45759	11.4
11428.306354	-11.499	8131.74716	-26.3	10230.83243	2
11428.327006	-9.131	8507.81626	-33.8	10234.66781	8
11428.395544	-7.193	8508.91342	-31.6	10234.81645	9.6
11430.356863	-8.594	9146.89239	-27.8	10288.83971	3.3
11431.295038	-0.509	9555.88207	-19.4	10293.76074	8.8
11431.377708	-5.153	9561.80083	-25.2	10293.86173	2.9
11431.388773	-2.956	10386.63950	2.9	10346.62576	25.7
11433.360139	-7.352	10624.89855	13.112	10352.50369	7.7
11437.272685	-3.652	10643.91800	23.9	10356.48554	11
11437.292211	-6.946	10655.88490	23.5	10357.49225	13.9
11437.303727	-1.16	11380.74616	2.5	10595.79001	28.5
11441.294398	-0.946	11380.79199	1.5	10989.63747	7.4
11441.541644	3.835	11380.83892	2.9	11348.66814	-8.4
11465.396447	-7.521	11380.87999	-9.079	11348.82453	-14.3
11474.261458	-16.188	11380.92240	-11.03	11349.58565	-1.4
11474.392431	5.916	11380.96395	-8.9	11349.82111	1.6

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11475.407523	-9.714	11380.98503	-9	11350.59191	-6.9
11486.366365	-10.733	11381.72395	6.2	11350.82786	0.4
11489.331007	-14.037	11381.80548	1.234	11351.64046	4.7
11498.259381	-8.051	11381.89040	12.55	11351.81276	1.0
11559.253623	6.240	11381.97824	-6.1	11352.60560	3.4
11563.185521	-8.957	11382.71962	-6.6	11352.73782	-2.3
11630.538148	-10.972	11382.79005	-5	11353.58630	-6.0
11633.574381	-13.578	11382.86844	-8.3	11353.79974	2.5
		11384.78177	-8.3	11354.75562	4.7
		11384.80591	0.36	11356.60721	-3.6
		11384.82952	-4.5	11356.75787	-2.6
		11384.91245	-11.7	11360.59659	-6.6
		11384.95954	-11.3	11381.57328	-3.9
		11385.72851	4.7	11381.59887	-2.7
		11385.77583	-1.094	11381.73348	-7.0
		11385.85013	-9.6	11381.81508	-3.5
		11385.93224	-13.22	11382.59616	-2.0
		11385.97822	-13.09	11382.80272	-8.8
		11386.71702	2.61	11383.57108	-5.0
		11386.80722	13.05	11383.68687	3.2
		11386.89773	-8.5	11386.61144	-1.4
		11386.97767	-4.028	11386.62409	3.6
				11387.66687	-14.6
				11387.79825	-5.9
				11388.78837	-6.0

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
				11389.56339	-5.0
				11389.68728	-6.5
				11390.56831	-9.9
				11390.56354	-11.7
				11390.77701	-8.5
				11439.50374	-12.7
				11440.50850	-9.2
				11441.51545	-9.4
				11450.51896	-13.2
O	Comp.	$\sigma \sim 10\text{-}20 \text{ km s}^{-1}$			
KPNO	n=58	OHP	n=50	RO	n=67
11432.63091	-13.5185	10454.24317	-5.1	11337.86891	-42.5
11432.66730	-16.26092	10456.22850	-11.89	11350.80538	-6.37
11432.74425	-16.43353	10461.23148	-14.41	11355.78767	-55.45
11432.76590	-22.45189	10836.23647	1.9	11364.71949	3.65
11432.78742	-24.37468	10837.24652	1.01	11364.84482	-70.77
11432.80894	-21.93245	11340.41103	-1.85	11365.80460	-7.15
11432.83074	-18.91516	11340.59252	1.85	11366.77194	-6.8
11432.85236	-21.95645	11341.36825	-13.8	11367.77182	-13.32
11434.61284	-15.16735	11341.59419	4.22	11369.84141	12.83
11434.63413	-16.31576	11342.36760	3	11370.79363	-16.45
11434.65526	-6.662515	11342.58567	10.85	11371.73009	-26.07
11434.67980	-13.01406	11343.36673	-1.48	11375.77142	-14.77
11434.70112	-13.86969	11343.59035	1.48	11376.74935	-19.67
11434.72270	-7.824744	11344.39733	7.72	11376.80593	-6.4

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11434.74391	-5.973826	11344.58519	2.94	11382.72132	-14.85
11434.76517	-10.5995	11345.37261	5.5	11382.77903	-9.55
11434.78992	-11.63463	11345.50225	9.46	11385.70842	-9.01
11434.81113	-13.46747	11345.59739	13.04	11385.77623	-6.34
11434.83291	-10.50864	11346.36895	0.0076	11385.84749	-3.11
11434.85406	-10.30561	11346.59049	2.63	11387.63652	-20.37
11435.67243	-26.20675	11380.54582	-4.41	11387.75767	6.92
11435.69391	-18.30422	11381.52224	13.2	11389.79351	-14.05
11435.71503	-22.35929	11381.53335	11.04	11390.70328	0.34
11435.73965	-18.4663	11381.61599	4.7	11390.84508	-27.5
11435.76085	-19.68067	11381.62710	1.53	11392.63117	-19.73
11435.78206	-22.65578	11382.54170	1.74	11392.74221	-8.7
11435.80327	-19.36417	11382.55281	16.32	11392.86702	-9.58
11435.82453	-21.50846	11382.56392	2.12	11393.62205	-22.02
11435.84564	-21.05155	11382.58962	11.6	11393.73725	-7.03
11435.86682	-15.50149	11382.60490	16.6	11393.84444	-0.02
11436.69696	-5.303081	11383.61162	-3.2	11394.65833	-53.78
11436.73337	-9.013728	11384.51257	2.8	11394.84712	-17.47
11436.77404	-9.866422	11384.55007	2.8	11399.63261	-6.83
11436.81340	-15.71549	11384.62785	21.15	11399.75451	-20.93
11436.85282	-11.06516	11385.36814	1.6	11399.84941	-5.23
11437.73179	-13.24795	11385.39245	0.19	11401.63055	-7.06
11437.75827	-12.6186	11385.54453	5.36	11401.76374	2.23
11437.79076	-13.47749	11385.61120	1.06	11406.66594	-32.28
11437.82291	-15.51589	11386.36955	4.1	11408.61424	0.89

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11437.85480	-15.07061	11386.39177	1.74	11411.62466	-18.52
11437.88721	-11.87879	11386.41608	-4.36	11411.74291	-9.92
11438.69784	-6.320427	11386.43552	6.51	11411.84996	-2.96
11438.73373	-10.07528	11386.47441	-1.9	11412.63227	14.06
11438.76977	-13.90196	11386.49802	-3.96	11419.66042	9.32
11439.61786	-18.67389	11386.52372	-0.79	11419.78342	3.03
11439.65384	-21,69705	11386.62163	2.16	11426.61086	-22.36
11439.68991	-23,57302			11427.59070	-39.32
11440.60758	-25.41989			11436.58690	-8.82
11440.64339	-23.52954			11437.71606	-2.07
11440.67904	-32.82693			11438.67730	-20.20
11440.71249	-25.43613			11439.57380	-2.21
11440.76056	-20.92215			11440.67911	-22.5
11440.79611	-25.29399			11443.63837	14.20
11440.83513	-24.58265			11444.67690	-28.94
				11452.59047	-17.47
				11457.56869	-8.37
				11458.54508	-1.35
				11459.58972	-24.98
				11463.58461	-7.77
				11466.57143	-24.27
				11467.56092	-13.06
				11472.53462	3.2978
				11480.54107	5.06
TO	n=27	DAO	n=41	OMM	n=53

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11338.449160	18.18	6658.71105	-11.7	10705.66017	-14.03
11344.44125	-1.46	7364.83470	20.7	10703.50189	3.91
11406.391227	-35.8	7365.81336	28.4	10094.45759	-17.89
11428.306354	-23.46	8131.74716	36.4	10230.83243	-12.03
11428.327006	-20.63	8507.81626	-5.2	10234.66781	0.65
11428.395544	-19.3	8508.91342	-9.3	10234.81645	16.4
11430.356863	-22.6	9146.89239	15.7	10288.83971	-23.3
11431.295038	-21.19	9555.88207	12.49	10293.76074	21.01
11431.377708	-18.58	9561.80083	9.66	10293.86173	-13.5
11431.388773	-24.53	10386.63950	-10.64	10346.62576	
11433.360139	-27.73	10624.89855	1.25	10352.50369	-0.64
11437.272685	-32.53	10643.91800	-4.28	10356.48554	9.13
11437.292211	-22.35	10655.88490	-4.33	10357.49225	4.33
11437.303727	-3.12	11380.74616	21.56	10595.79001	2.61
11441.294398	-36.55	11380.79199	2.79	10989.63747	-22.31
11441.541644	-11.16	11380.83892	8.7	11348.66814	-6.97
11465.396447	-7.16	11380.87999	-4.36	11348.82453	-11.57
11474.261458	-33.25	11380.92240	-3.9	11349.58565	-15.93
11474.392431	-6.611	11380.96395	2.17	11349.82111	7.94
11475.407523	-11.35	11380.98503	-9.8	11350.59191	-2.62
11486.366365	-13.92	11381.72395	19.6	11350.82786	-2.32
11489.331007	0.74	11381.80548	13.8	11351.64046	-2
11498.259381	10.38	11381.89040	4.7	11351.81276	-13.87
11559.253623	-32.8	11381.97824	-5.11	11352.60560	26.26
11563.185521	-24.85	11382.71962	15	11352.73782	0.32

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹	HJD- 2440000	RV km s ⁻¹
11630.538148	-2.67	11382.79005	14.94	11353.58630	-0.82
11633.574381	-12.758	11382.86844	15.83	11353.79974	-0.39
		11384.78177	15.7	11354.75562	12.1
		11384.80591	1.9	11356.60721	-3.64
		11384.82952	0.887	11356.75787	-4.64
		11384.91245	7.1	11360.59659	4.36
		11384.95954	2.36	11381.57328	5.36
		11385.72851	17.5	11381.59887	-14.7
		11385.77583	-4.2	11381.73348	3.6
		11385.85013	-13.8	11381.81508	11.6
		11385.93224	-6.55	11382.59616	-5.73
		11385.97822	-16.04	11382.80272	6.48
		11386.71702	3.5	11383.57108	2.3
		11386.80722	14.6	11383.68687	18.17
		11386.89773	-1.3	11386.61144	3.2
		11386.97767	-13.6	11386.62409	3.8
				11387.66687	-13.3
				11387.79825	-2.4
				11388.78837	1.76
				11389.56339	-1.3
				11389.68728	3.9
				11390.56354	-18.89
				11390.56831	-2.54
				11390.77701	-2.9
				11439.50374	-17.49

Continued on next page

Tab. A.1 – continued from previous page

HJD-	RV	HJD-	RV	HJD-	RV
2440000	km s ⁻¹	2440000	km s ⁻¹	2440000	km s ⁻¹
				11440.50850	-20.14
				11441.51545	-28.43
				11450.51896	-29.33

Annexe B

RÉDUCTION DES DONNÉES DE WR123

Cette annexe présente brièvement la réduction des données de WR123 observé avec le satellite MOST en juin et juillet 2004.

B.1 Les paramètres et les données

Le CCD présente un gain de 7.0 électrons/ADU, et on obtient un total d'approximativement 4500 électrons par seconde (pour WR123) pour une exposition moyenne de 25s. On en déduit donc que le bruit de Poisson doit se situer aux alentours de $\sigma_{Poisson} \approx 3$ mmag.

Le plus grand défi que nous avons relevé lors de la réduction des données de WR123 prises par le satellite MOST est relié à la présence d'une fuite de lumière dans le satellite qui crée donc un fond d'image très lumineux dans les passages critiques. Ce fond est très instable (il change pendant toute la durée des observations et durant chaque orbite). De plus, il est très inhomogène du fait qu'il peut provenir de lumière ayant traversé tout le système optique *et/ou* atteignant le CCD directement, avec un possible nombre de réflexions sur les surfaces internes totalement inconnu. La figure B.1 montre que la forme et le niveau du fond a changé entre deux périodes d'observation séparées de environ 8 jours. La figure B.2 montre les psf (Point Spread Function ou fonction d'étalement) de WR123 et de l'étoile de comparaison située sur la même partie du CCD (C1) sur une image non-traitée.

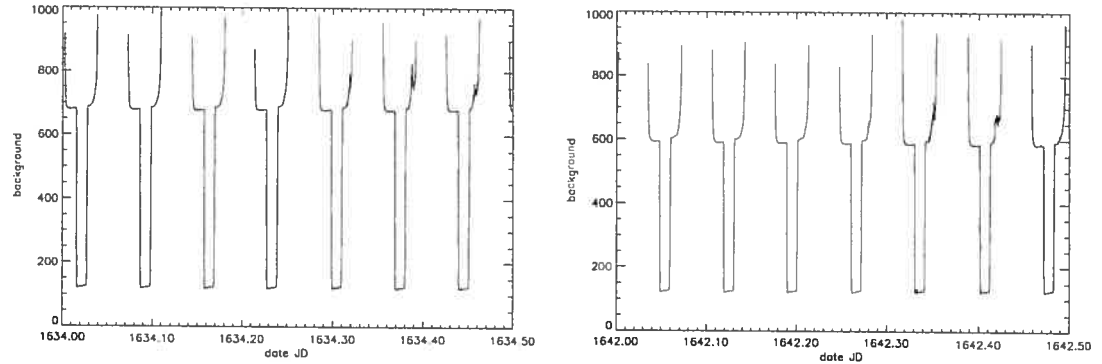


FIG. B.1 – Variations du fond pour les jours 5 (à gauche) et 14 (à droite). Notez la présence de 3 niveaux distincts par orbite (le plus haut des trois sature le CCD, il est donc coupé). Le niveau bas est \sim constant alors que le niveau intermédiaire varie avec le temps.

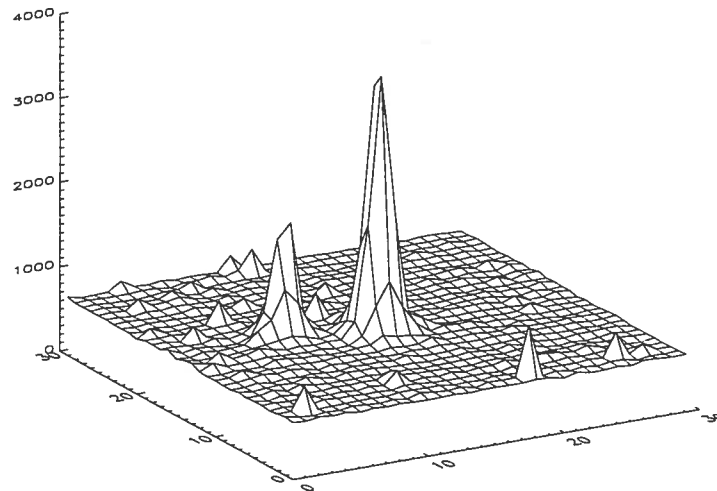


FIG. B.2 – Allure d'une image non traitée.

B.2 Processus de réduction

Dans cette section, je vais développer les différentes étapes qui ont été nécessaires pour une réduction optimale des données de WR123. Dans un premier temps, il est important de préciser qu'un "dark" a été pris en même temps que chaque image de

la cible. La valeur moyenne de ce “dark” est indiquée dans l’entête de chaque image. Ceux-ci ont d’abord été soustraits de chaque image. L’impact de la fuite de lumière sur ces derniers a été jugé négligeable ($\leq 0.1\%$), nous n’en avons donc pas tenu compte par la suite.

Vient ensuite l’estimation du fond de l’image. C’est à partir de là que les techniques habituelles se révèlent inefficaces. Dans un cas simple, il est possible de prendre une valeur médiane des pixels en dehors de la cible pour évaluer la valeur du fond. Etant donnée l’inhomogénéité de celui-ci dans le cas présent, cette option semble à première vue exclue. Nous avons donc opté pour un ajustement de plan sur la surface dont les cibles ont été éliminées au préalable. Très vite, il apparaît que des plans créés par des polynômes d’ordre trop faible (1 ou 2) ne suffisent pas à reproduire la complexité de la surface à ajuster. D’un autre côté, des polynômes d’ordre plus élevé (3 et plus) ne peuvent s’ajuster du fait du grand nombre de lacunes dans la surface créées par la présence de la cible, ou même des cibles dans le cas de WR123 et C1. L’erreur commise par un mauvais ajustement étant trop grande, nous avons alors décidé de revenir à la méthode la plus simple (médiane des pixels entre deux cercles autour de la cible) et de corriger l’erreur commise par la suite (cf. section B.4).

En photométrie, on a en général 2 façons d’estimer les comptes d’une étoile. Soit on ajuste une psf sur l’étoile, soit on utilise la photométrie d’ouverture, en comptant les photons (les comptes) dans un cercle ajusté à la taille de la base de l’étoile par différentes méthodes (Howell, 1992). Dans le cas de la psf, on peut choisir différentes formes prédéterminées de psf (gaussienne, lorentzienne, moffatienne) ou créer une psf à partir des images.

Dans le cas présent, les formes disponibles ne peuvent pas reproduire la forme de la psf avec assez de précision pour pouvoir donner une estimation précise du nombre de comptes des étoiles. De plus, étant donné que la psf dépend du “pointage” du télescope, elle n’a pas nécessairement la même forme d’une image à l’autre. On en conclut donc que la méthode la plus simple (photométrie d’ouverture) sera la plus appropriée dans

notre cas. Les Figures B.3 et B.4 montrent l'inefficacité d'un ajustement de *psf*. En effet, les panneaux de gauche des Figures B.3 et B.4 montrent la taille réelle du pic grâce à la photométrie d'ouverture (la grille de pixels est multipliée artificiellement par 2 par interpolation, ceci ne modifie pas la hauteur du pic), tandis que les panneaux de droite montrent la taille de l'étoile ajustée par *psf*. Le pic ajusté par *psf* ne reproduit pas la réalité assez précisément.

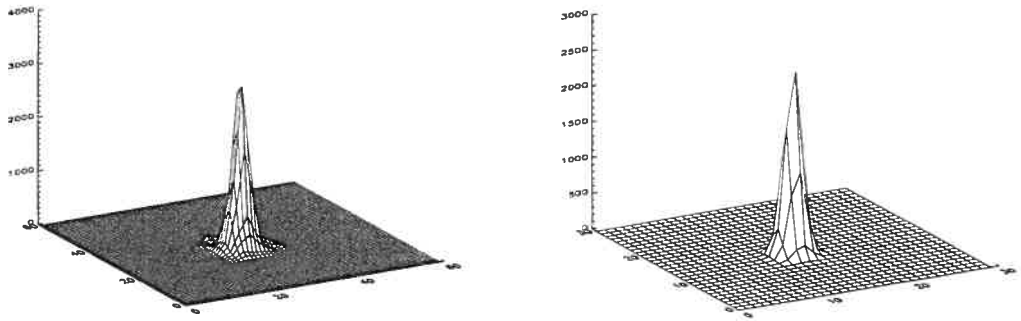


FIG. B.3 – WR123 : forme de l'étoile pour (à gauche) la photométrie d'ouverture, (à droite) l'ajustement de *psf*. Notez la différence dans la valeur du pic central.

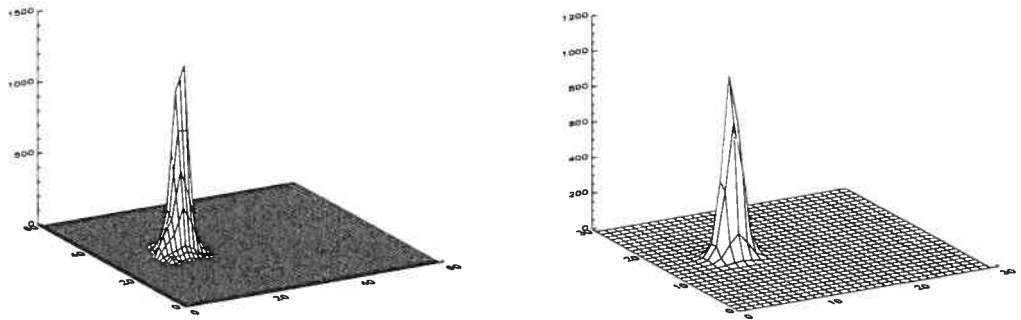


FIG. B.4 – C1 : forme de l'étoile pour (à gauche) la photométrie d'ouverture, (à droite) le "psf-fitting". Notez la différence dans la valeur du pic central. En effet, le "psf-fitting" ne retranscrit pas la valeur du pic avec suffisamment de précision.

B.3 Résultats

Les figures B.5 et B.6 montrent le résultat après ces premières étapes de réduction. Le premier jour des observations est $\text{JD} - \text{JD2000} = 1629$. Comme on peut le voir sur la partie agrandie (Fig. B.6), il reste une dépendance au fond de l'image qui n'a pas été enlevée par ces étapes.

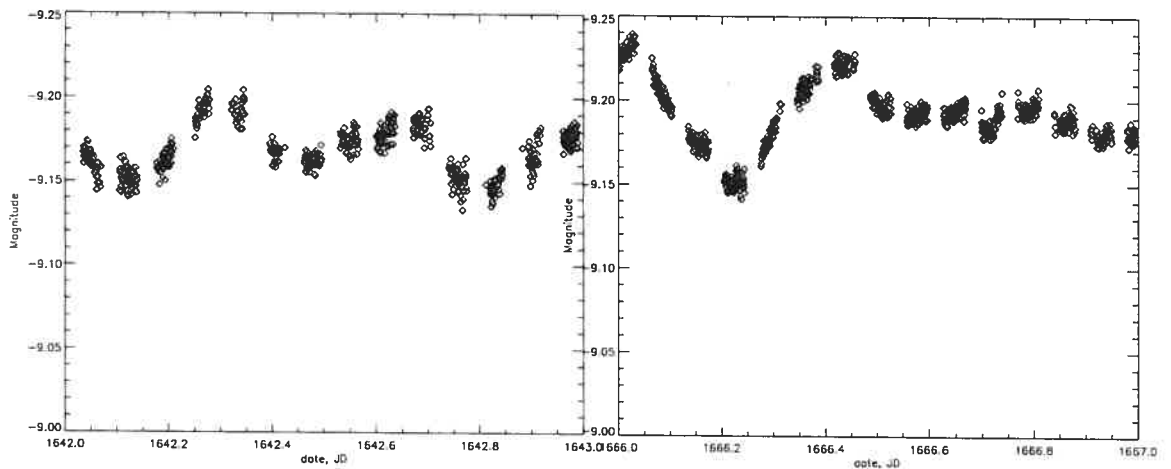


FIG. B.5 – Courbe de lumière résultante en magnitude de WR123 pour les jours 14 et 38.

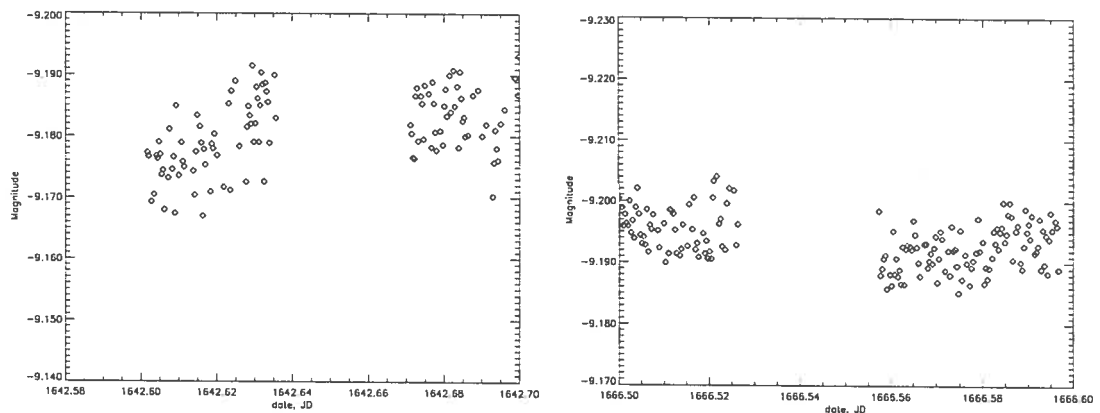


FIG. B.6 – Partie agrandie de la courbe de lumière des jours 14 et 38.

L'amplitude pic à pic des variations encore bruitées à cause de la mauvaise estimation du fond est d'environ 0.02 mag, parfois moins (voir Figure B.6). A gauche, l'un

des cas où la méthode utilisée donne les pires résultats (*worst case scenario*), à droite, l'un des meilleurs résultats. L'amplitude pic à pic de ces deux résultats est différente parce qu'il reste une dépendance au fond de l'image, mais l'amplitude réelle du signal ($A = 3 \times \sigma$) donne un σ sur les mesures individuelles variant entre $1 \times \sigma_{poisson}$ et $3 \times \sigma_{poisson}$. Cela peut être considéré comme relativement bon, même si le problème de dépendance reste à corriger si nous voulons atteindre des périodicités plus petites que la durée d'une orbite ($P < 100$ mn) et plus grandes que 20 mn environ.

B.4 Corrections

Comme nous l'avons vu, l'estimation du fond est sans doute faussée, mais il est impossible de savoir de façon précise comment. Nous supposons donc que plus la valeur du fond est faible, plus l'erreur sur son estimation est faible, et les inhomogénéités dont il est constitué ne doivent pas influencer son calcul de manière significative. Par contre, lorsque celui-ci est important, il devient très inhomogène, et il est plus facilement sous-estimé. Une correction du type $flux_{reel} = flux - k \times fond_{estime}$ devrait être suffisante. Mais comment justifier une telle correction intuitive de manière quantitative ?

On peut utiliser une méthode qui s'inspire du théorème de Thalès pour interpoler le signal au niveau le plus bas du fond comme le montre la ligne verticale de la Figure B.7. Ici, C1, C2, B1 et B2 sont des distances, F est le flux réel de la source, F1 et F2 sont les flux estimés aux deux niveaux présentés sur la Figure B.7. A l'aide de ces quantités, le théorème nous donne :

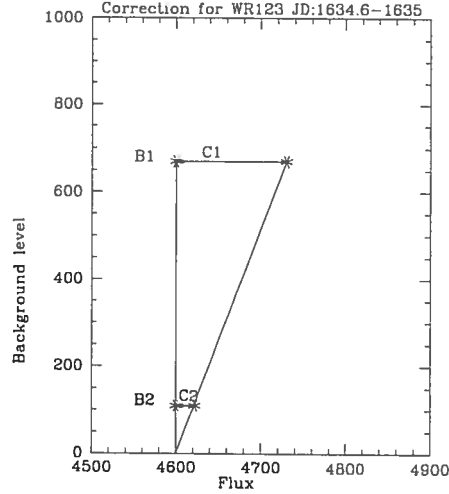


FIG. B.7 – Correction appliquée aux données de WR123 pour l'intervalle de temps $JD-JD2000=1634.6-1635$. Les points en forme d'étoile representent differents amas de points que l'on rencontre sur ce graphique; les amas de points sont déplacés d'une quantité C_1, C_2 , de droite à gauche sur le graphique.

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{B_1}{B_2} \quad (\text{B.1})$$

$$F = F_1 - C_1 \quad (\text{B.2})$$

$$F = F_2 - C_2 \quad (\text{B.3})$$

$$F = F_1 - C_2 \times \frac{B_1}{B_2} \quad (\text{B.4})$$

$$\text{ou } F = F_1 - B_1 \times \frac{C_2}{B_2} \quad (\text{B.5})$$

$$\text{et } F = F_2 - B_2 \times \frac{C_1}{B_1} \quad (\text{B.6})$$

Parce que $\frac{C_2}{B_2} = \frac{C_1}{B_1} = \frac{C_i}{B_i} = k$

$$F = F_i - B_i \times k \quad (\text{B.7})$$

Cette méthode donne des résultats tout à fait cohérents (cf. Figure B.8). Cependant,

pour limiter l'erreur introduite par cette correction, l'erreur a été estimée à partir du fond minimum (cf. figure B.1) au lieu du fond = 0. Ainsi, $C2 = 0$, et nous ne calculons qu'un seul facteur correctif. Les effets de cette correction sont présentés sur la Figure B.9.

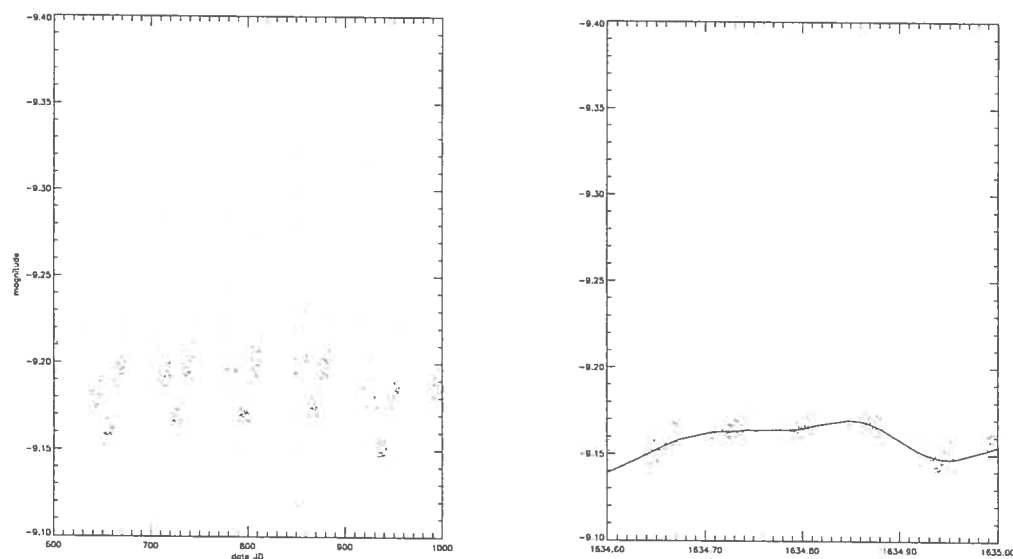


FIG. B.8 – Correction appliquée aux données problématiques pour JD1634.6-1635. Le panneau de gauche montre les données avant l'application de la correction; le panneau de droite montre le résultat après l'application de la correction auquel une courbe moyenne est superposée.

Enfin, pour éliminer toute dépendance résiduelle au fond de l'image, on met en phase les données récupérées pour chaque orbite et on supprime toute déviation dans le diagramme en phase.

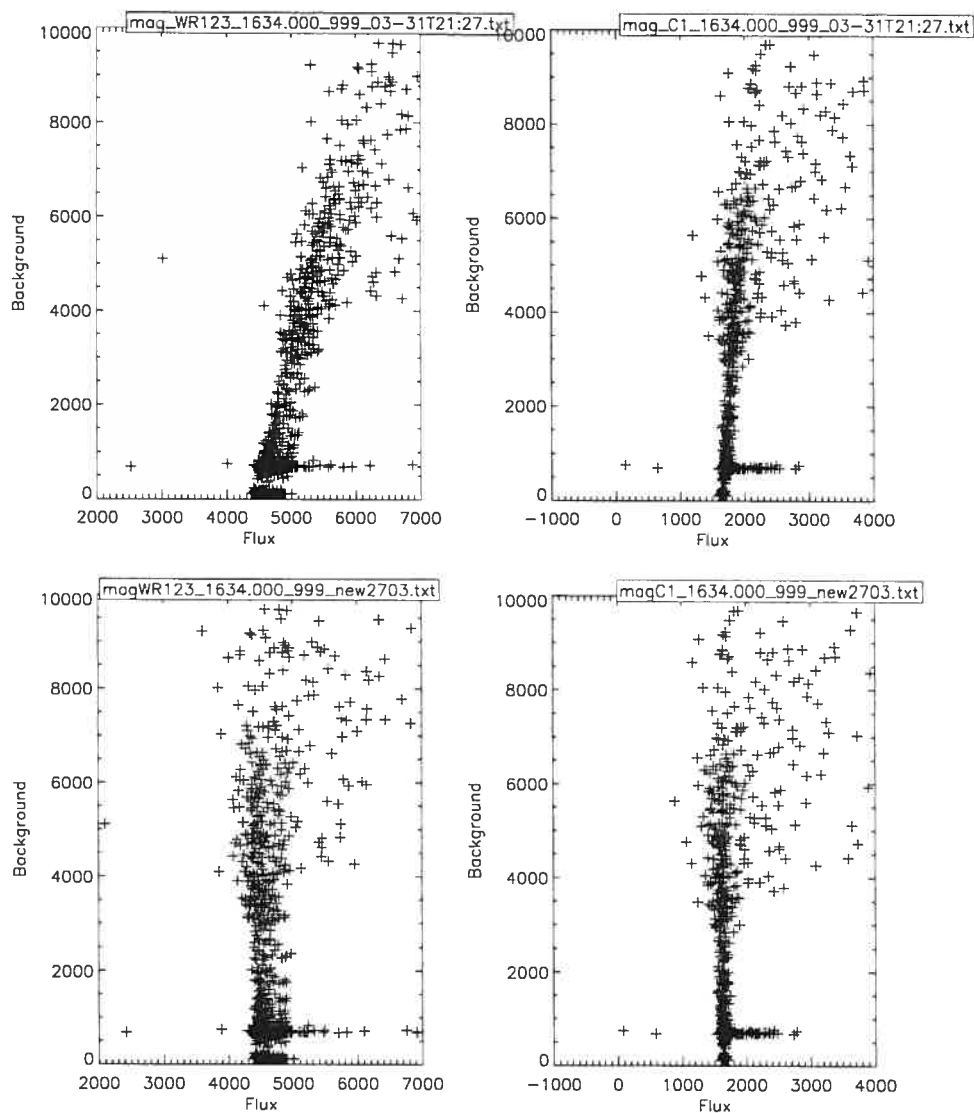


FIG. B.9 – Correction appliquée aux données de WR123 pour l'intervalle de temps JD-JD2000=1634-1635. On voit la dépendance quasi-linéaire du flux par rapport au fond de l'image (background). On peut également remarquer les différents amas de points auxquels la Figure B.8 faisait allusion.

Annexe C

COURBES DE LUMIÈRE DES ÉTOILES OB DU CATALOGUE HIPPARCOS

La magnitude H_p , l'amplitude et la période de chaque étoile donnée par son numéro HIPPARCOS sont données avec 6 chiffres après la virgule a titre indicatif. Seulement 3 chiffres sont significatifs. Au dessus de chaque courbe sont indiqués le numéro HIPPARCOS de l'étoile, la magnitude H_p et l'amplitude moyenne calculées dans cette étude, la période mise en phase, et le type spectral.

C.1 Binaires éclipsantes-Catalog of Eclipsing binaries

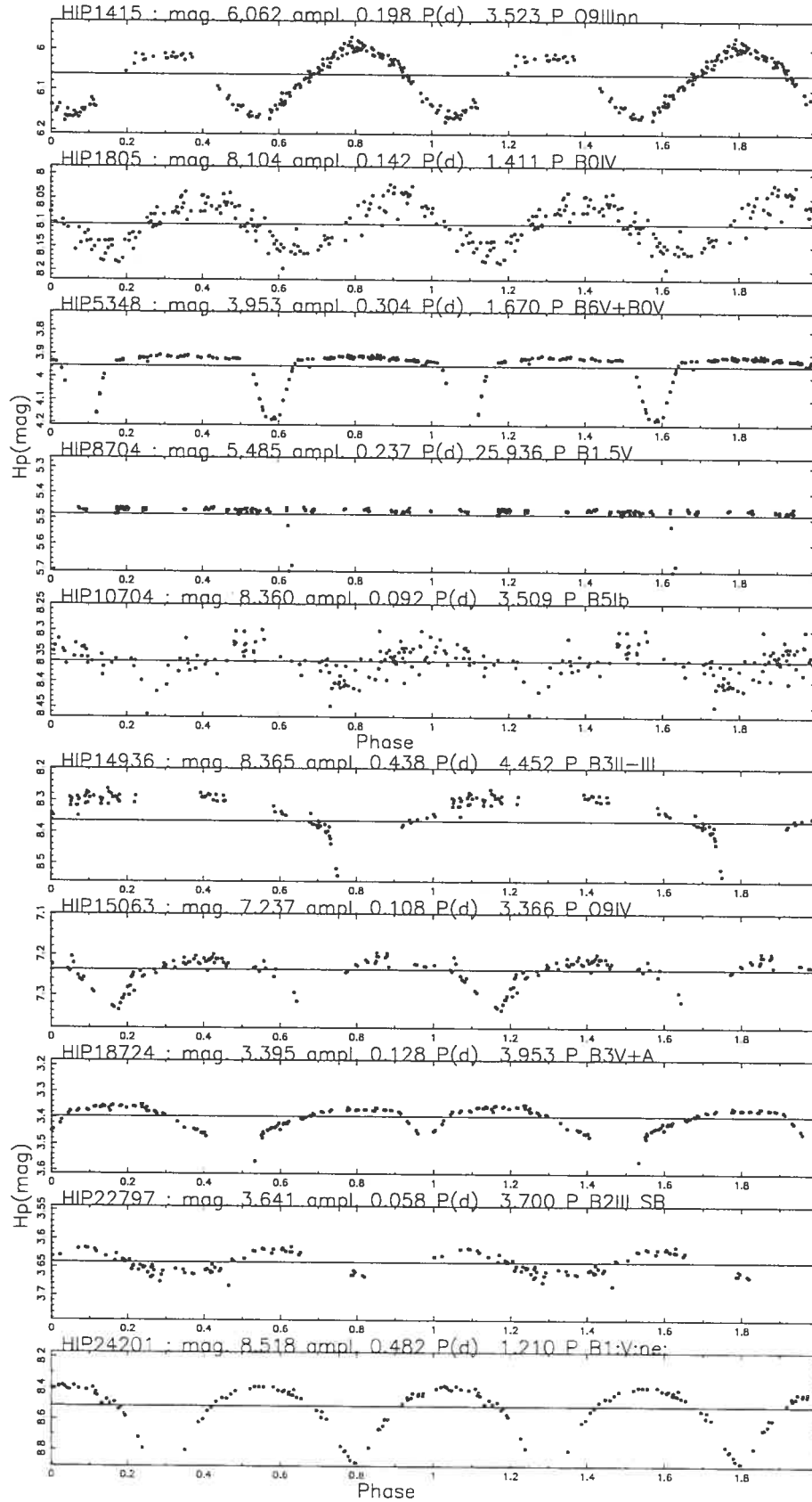
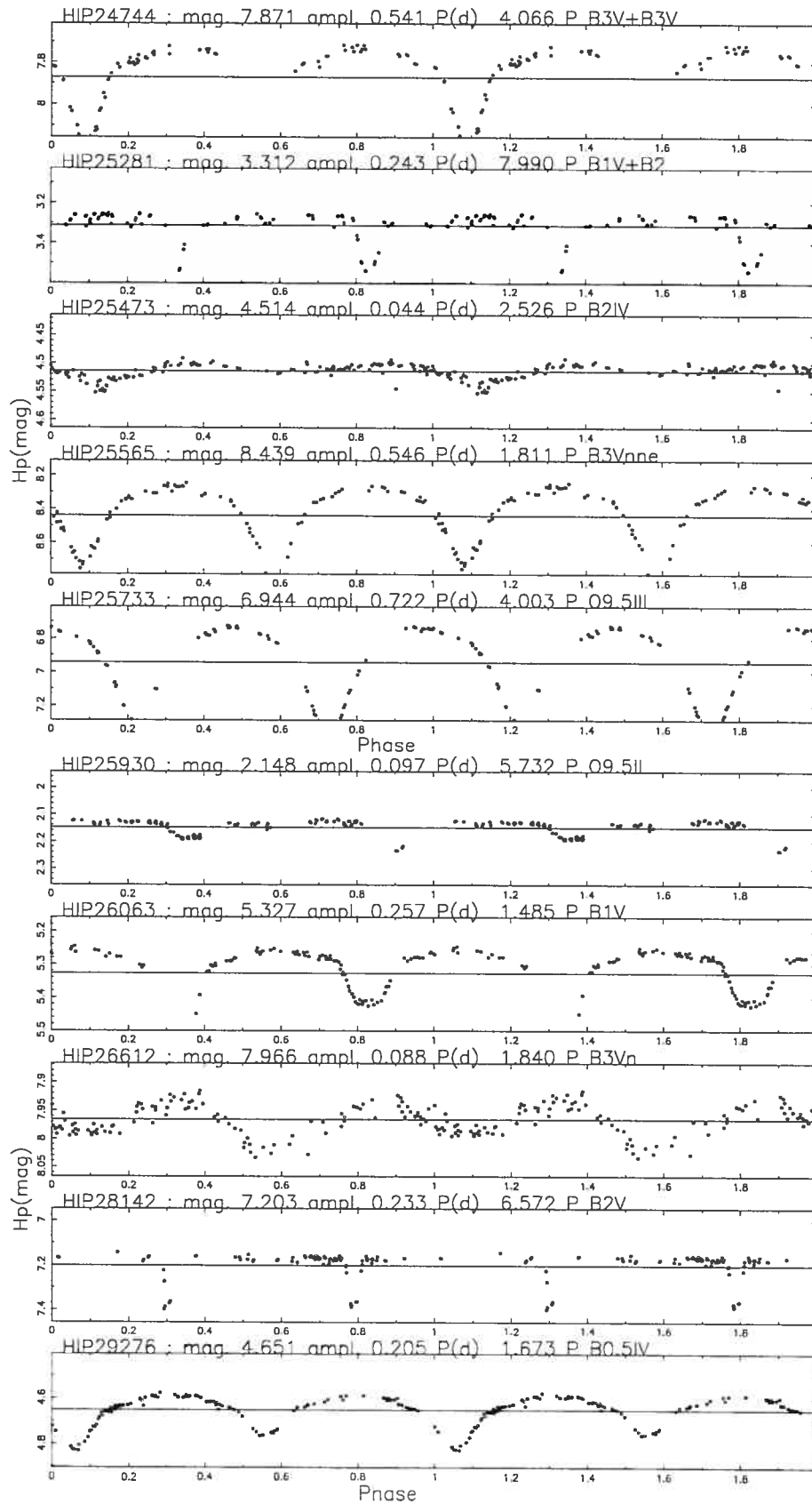
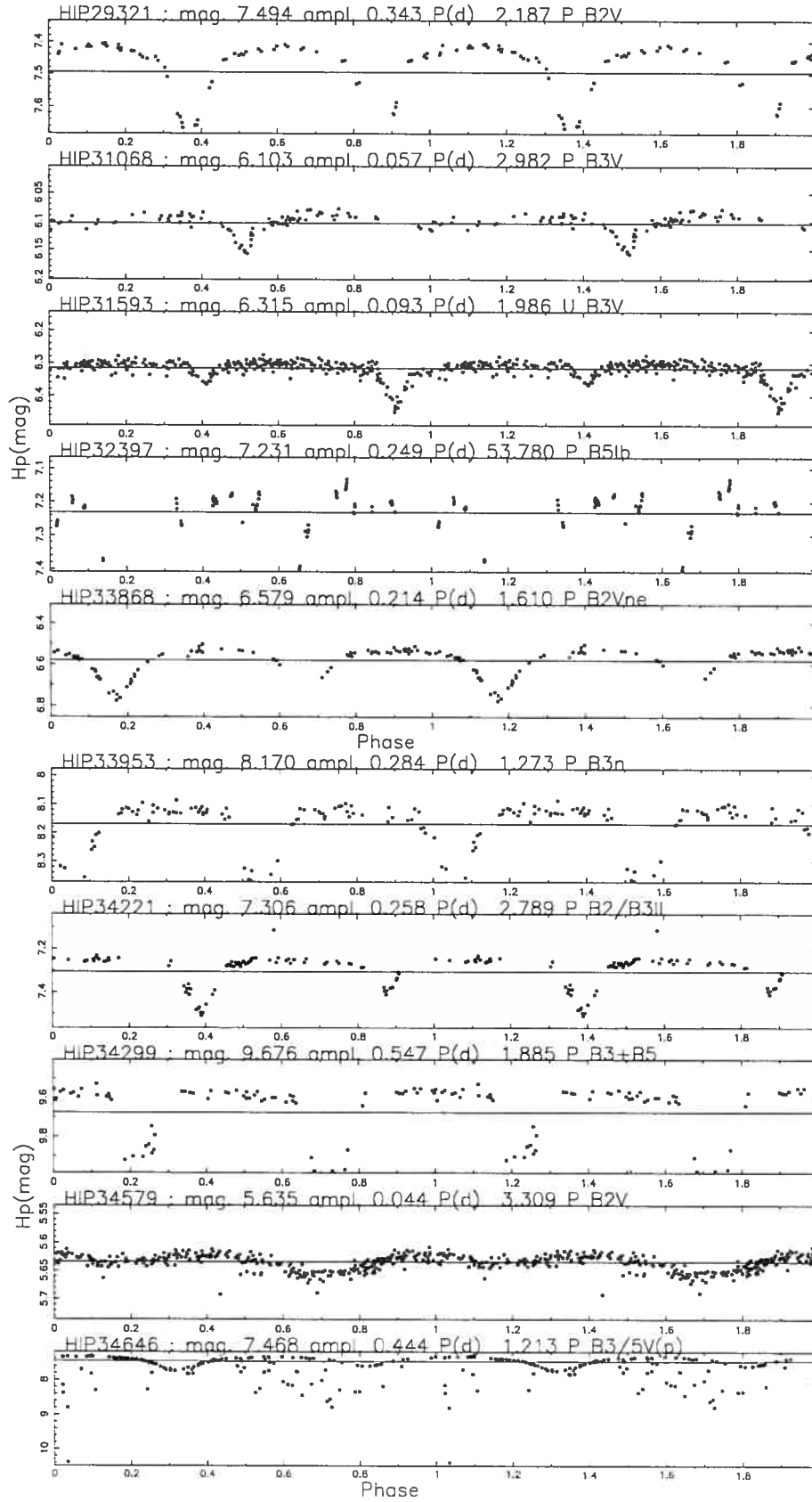
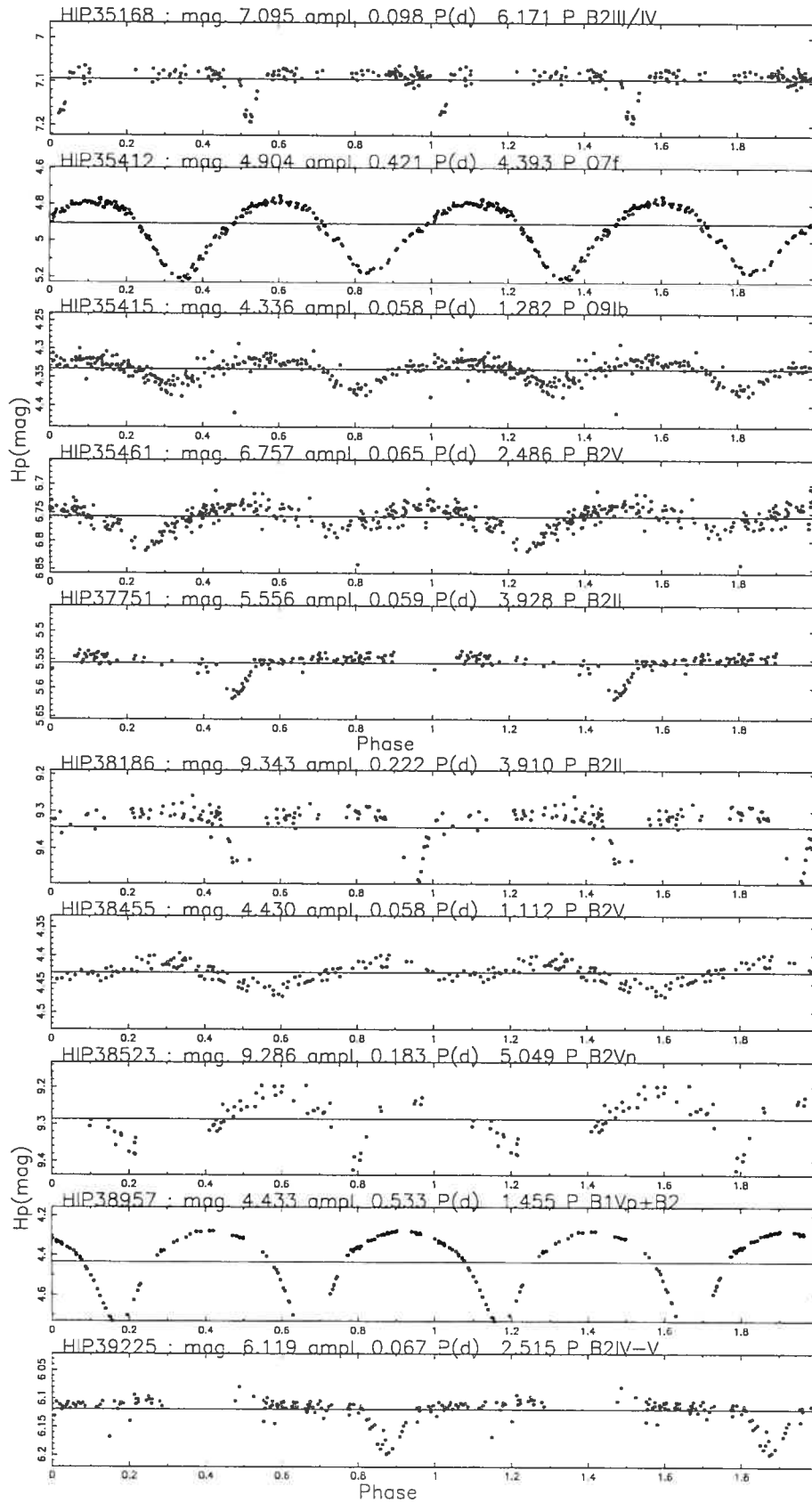
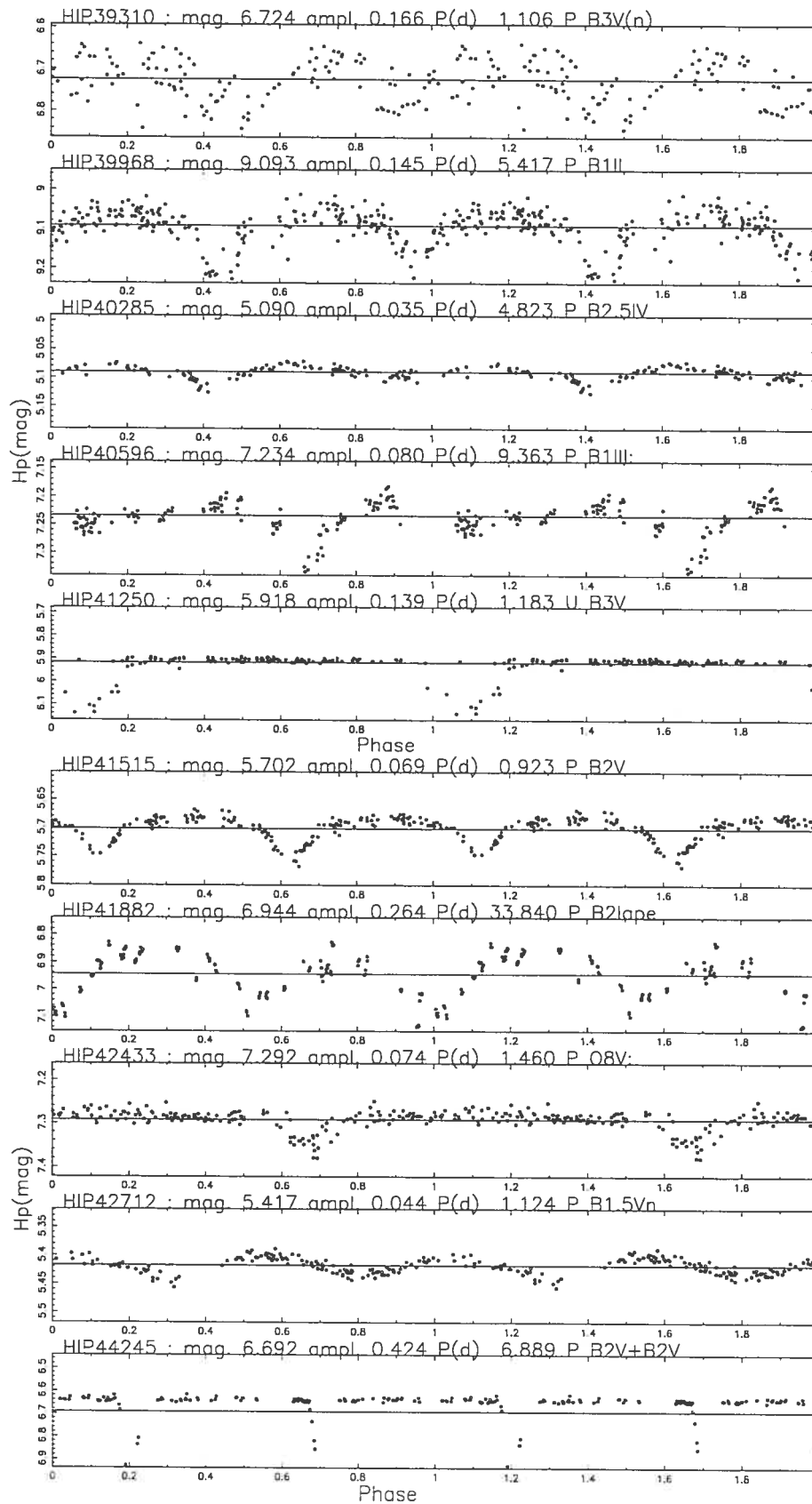


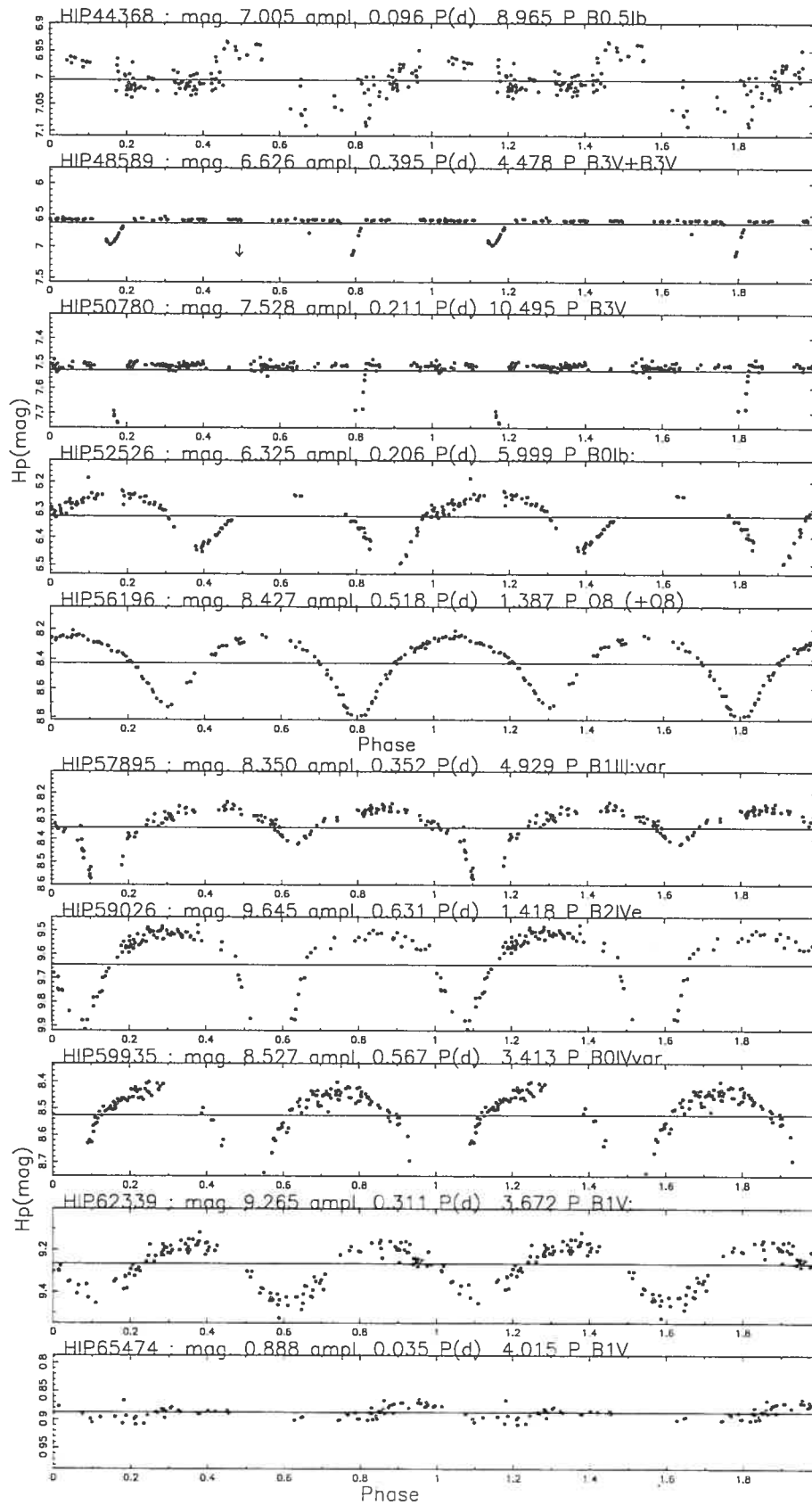
FIG. C.1 – This Figure plots Hp mag. vs. Phase. Epoch is arbitrarily $JD - 2440000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.

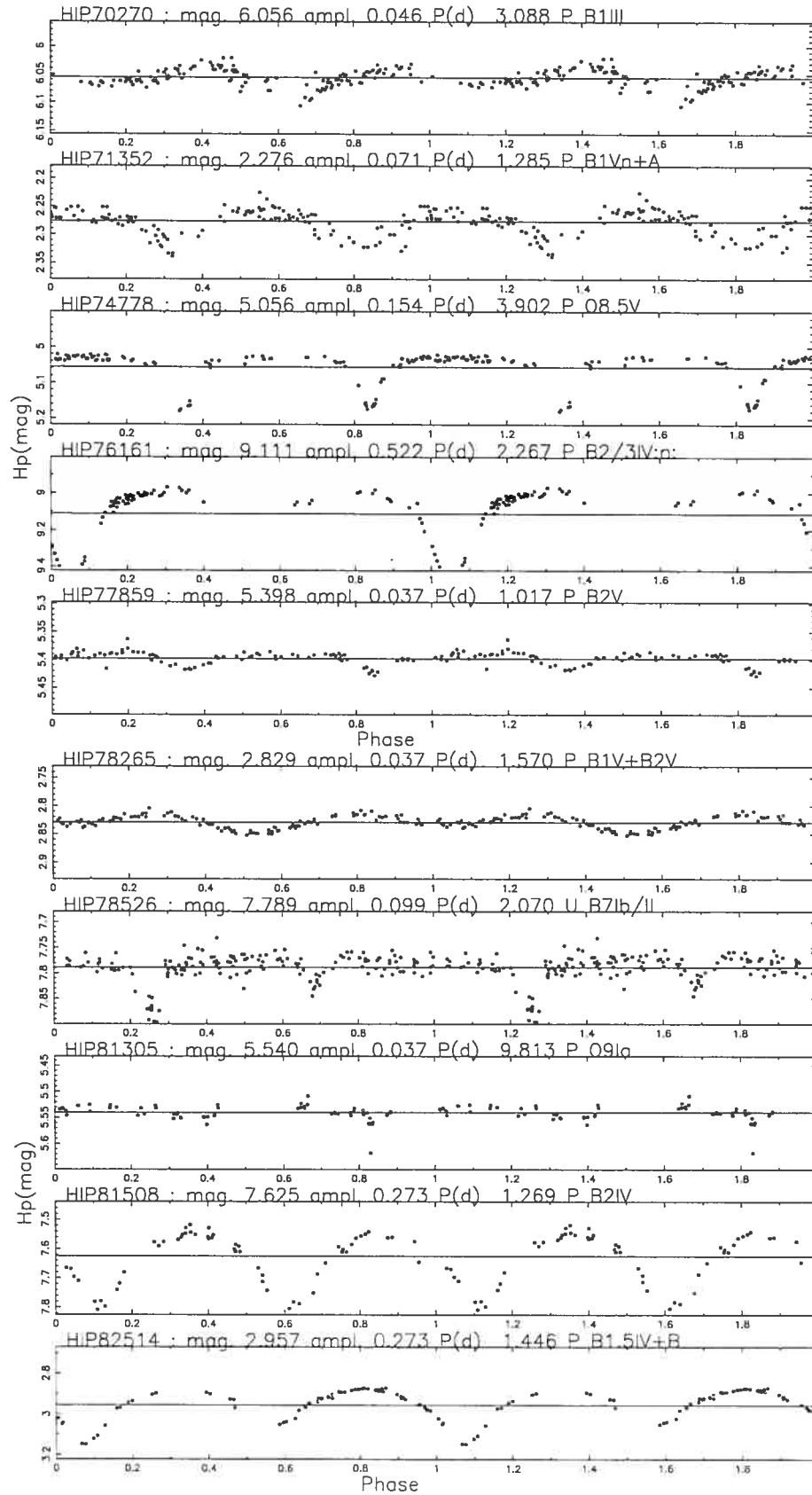


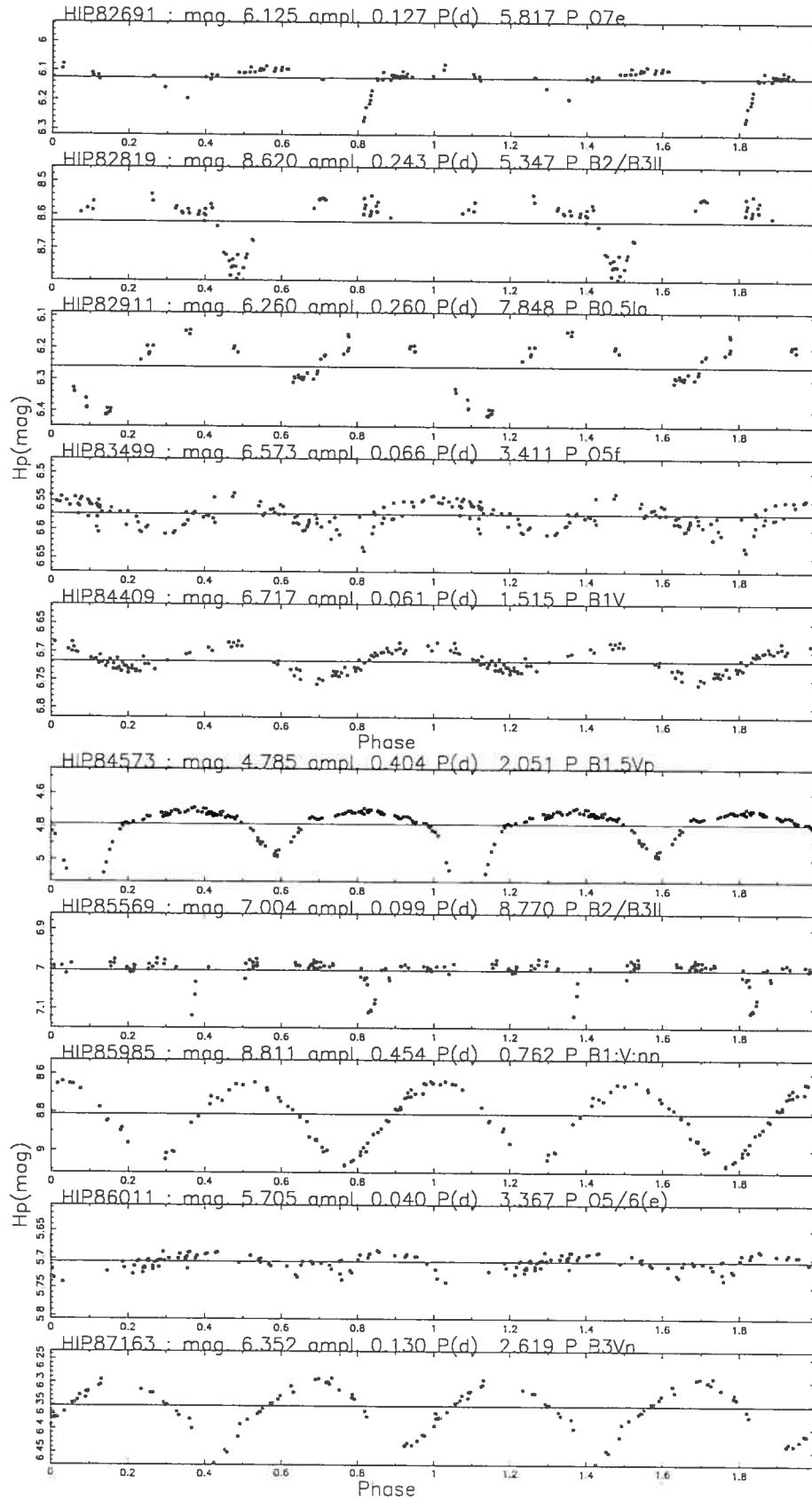


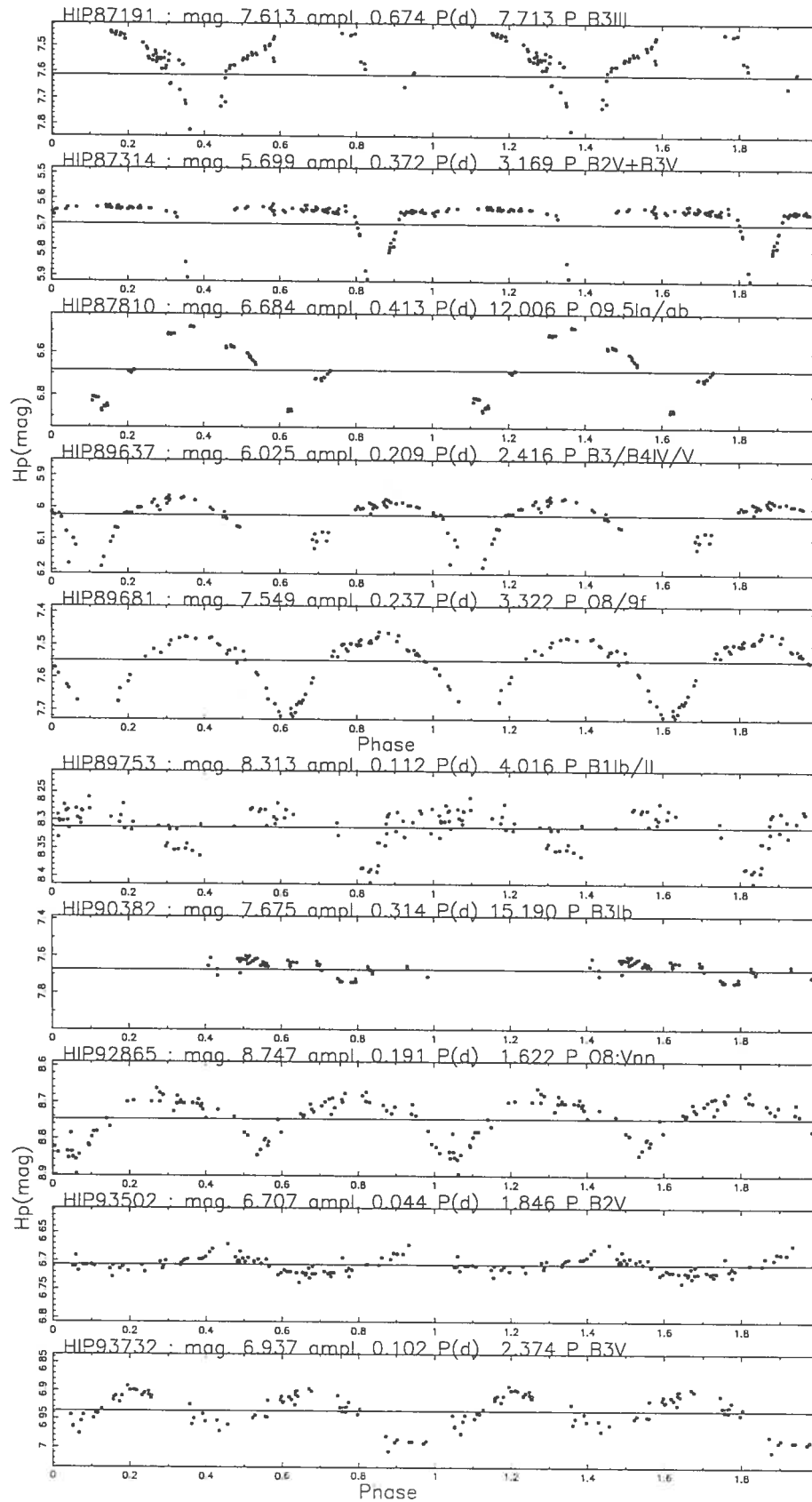


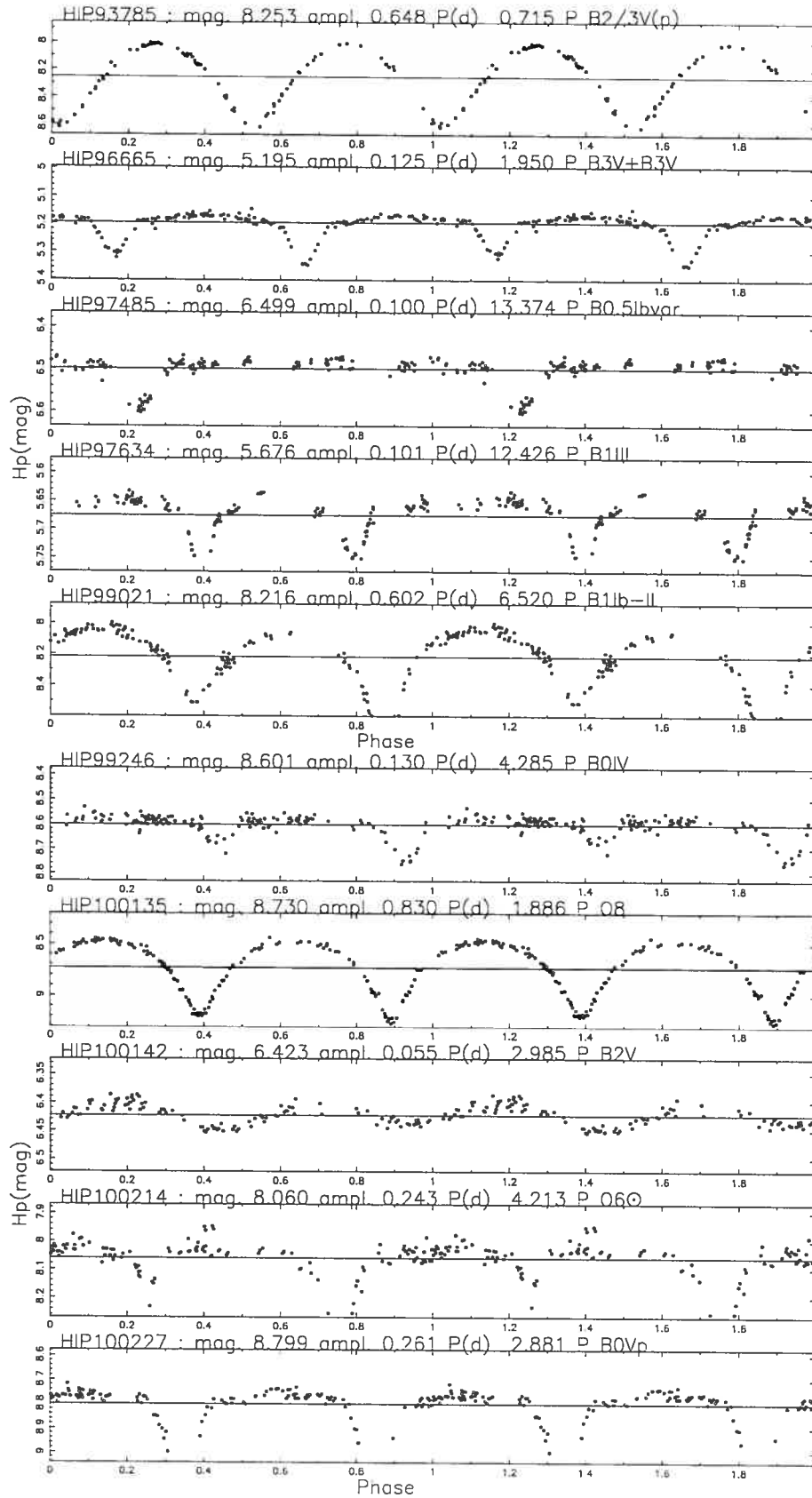


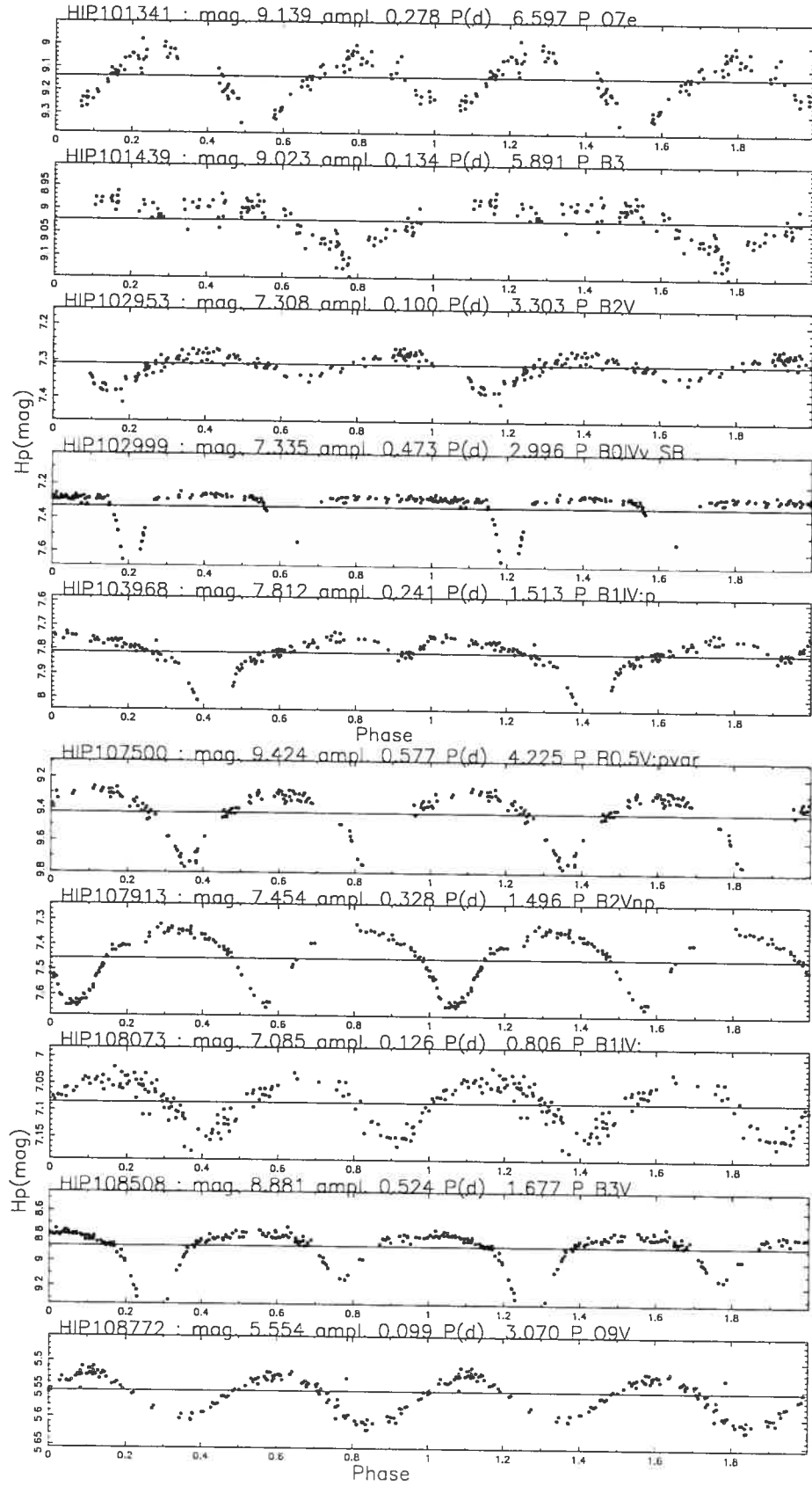












C.2 Nouvelles étoiles périodiques-Catalog of New
Periodic Variable Stars

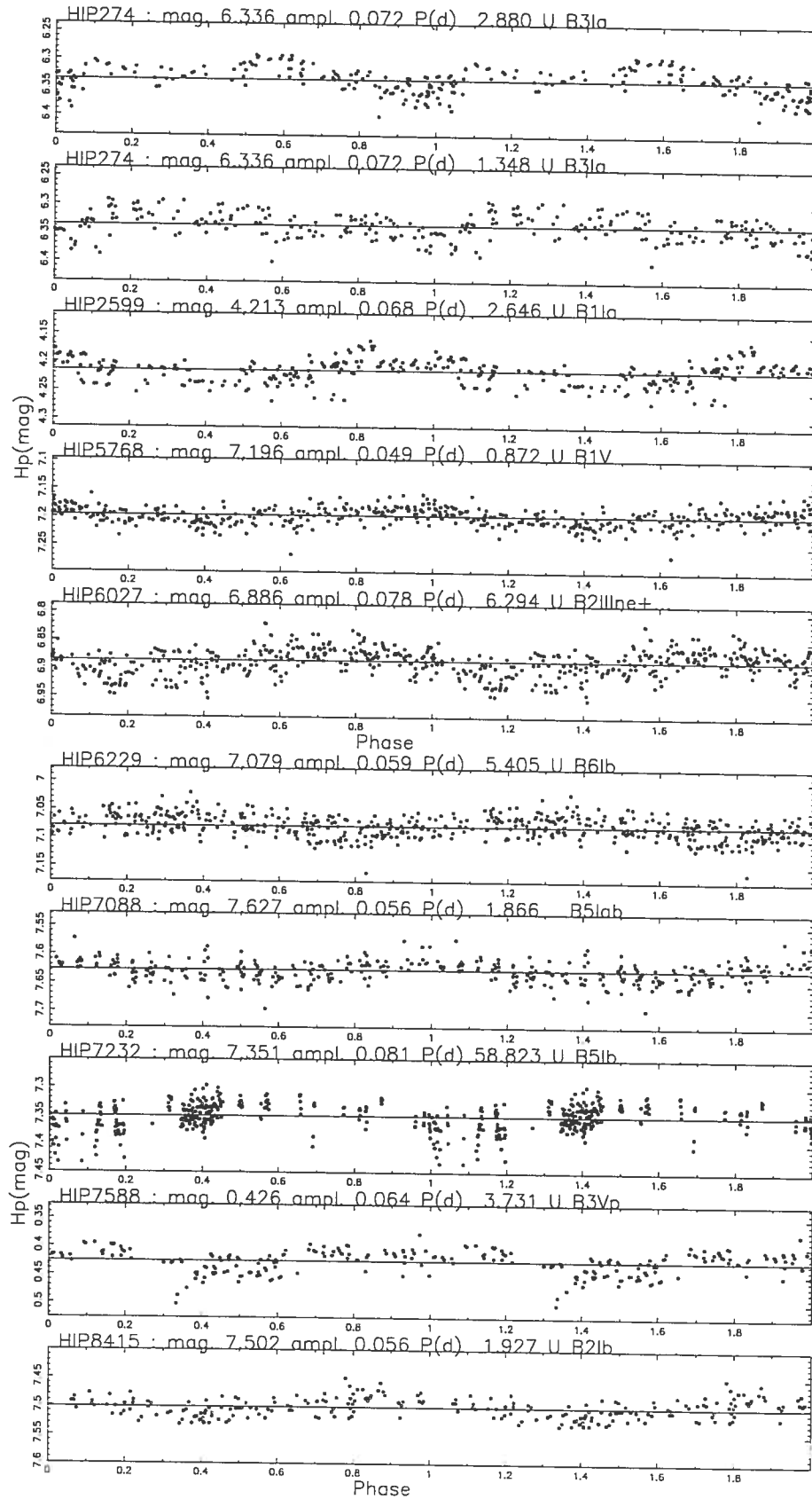
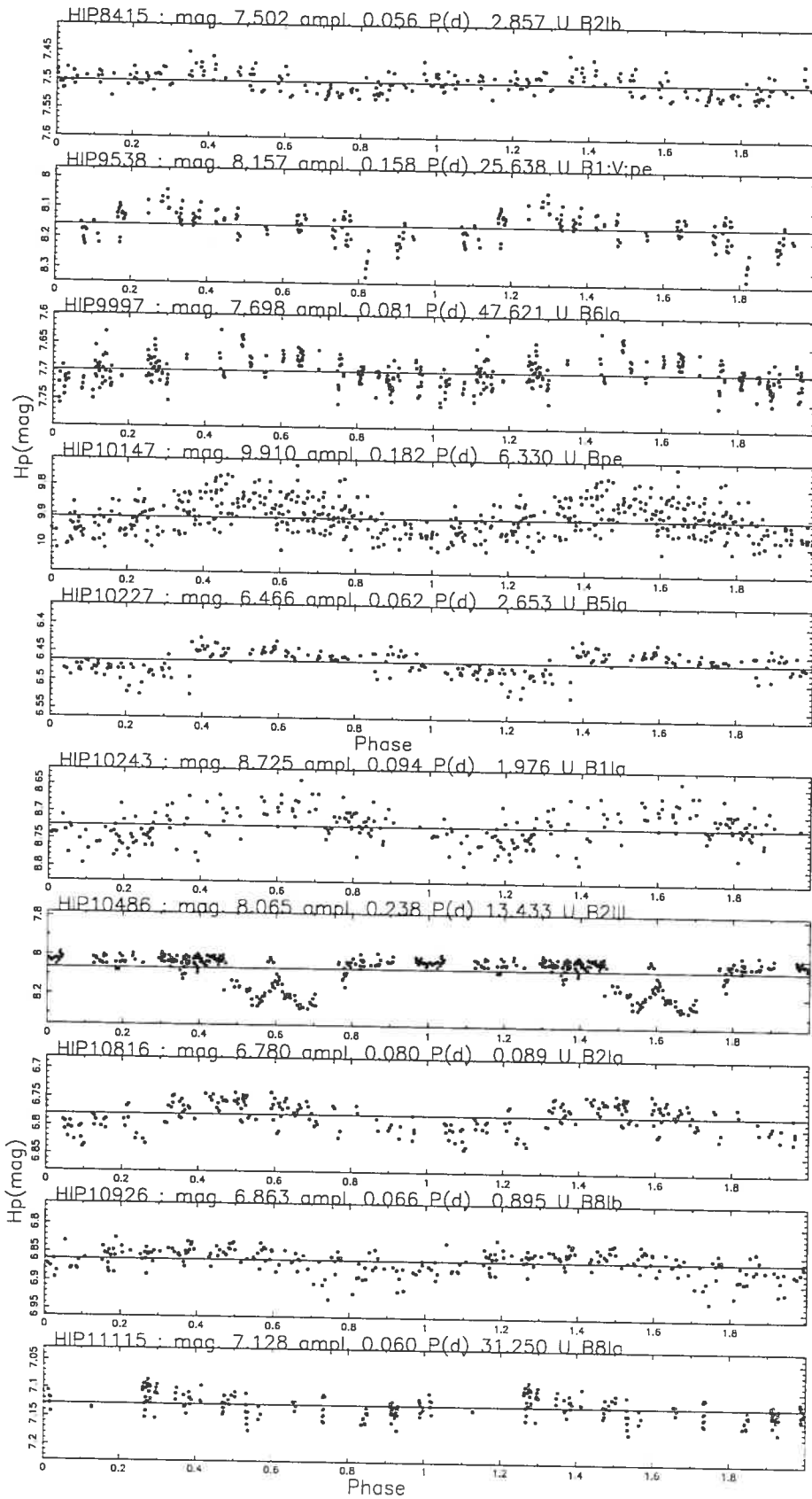
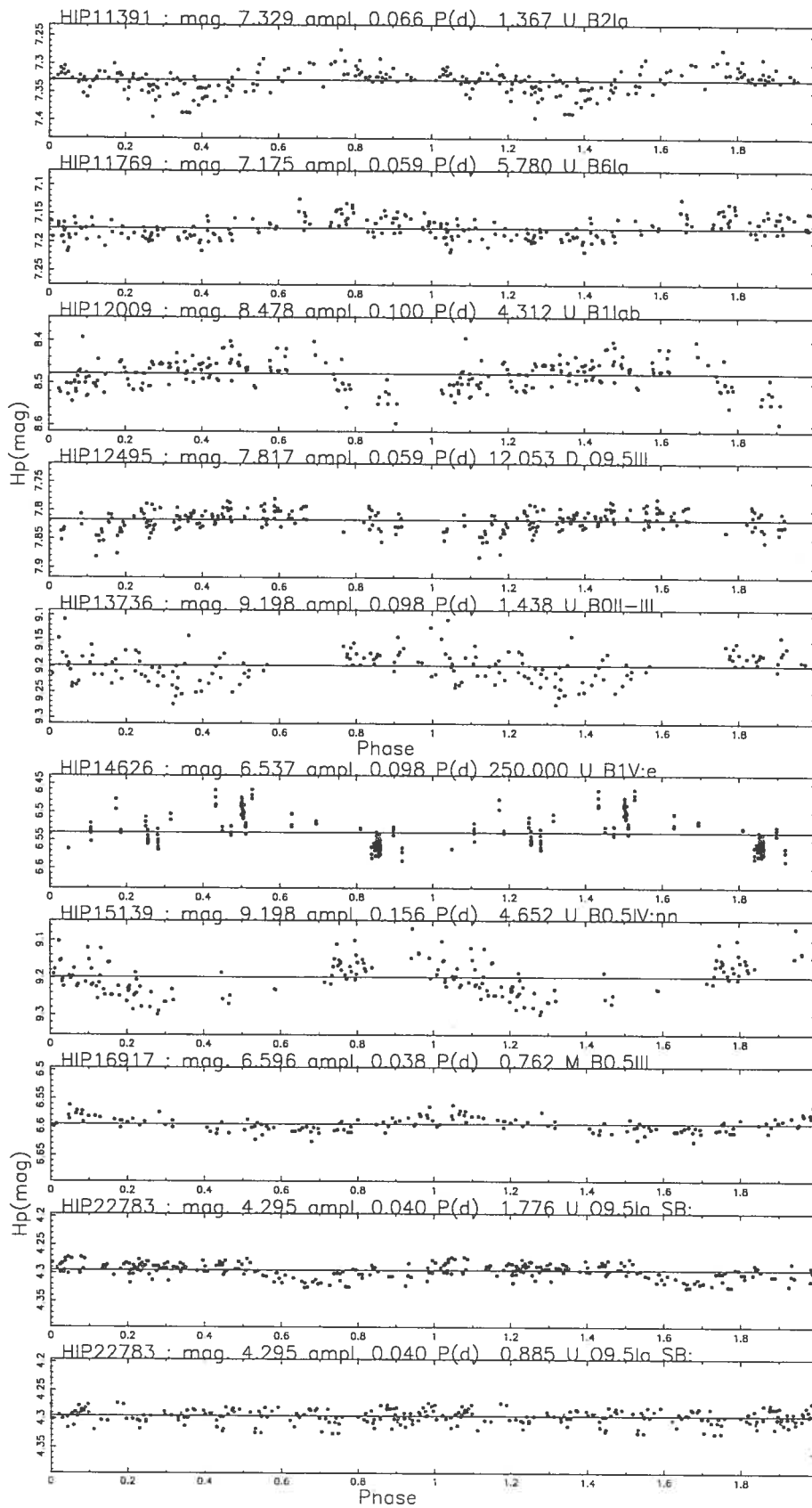
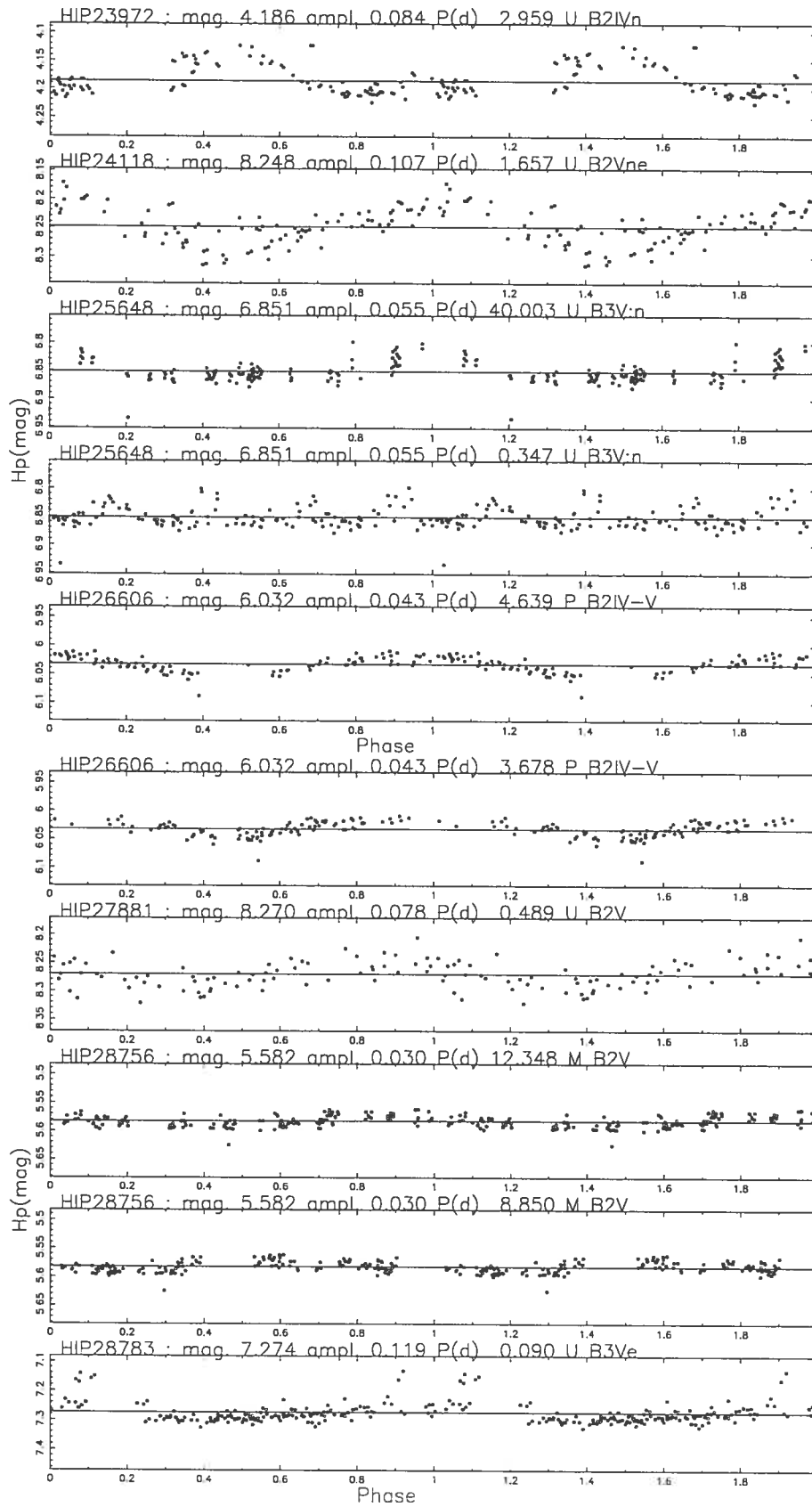
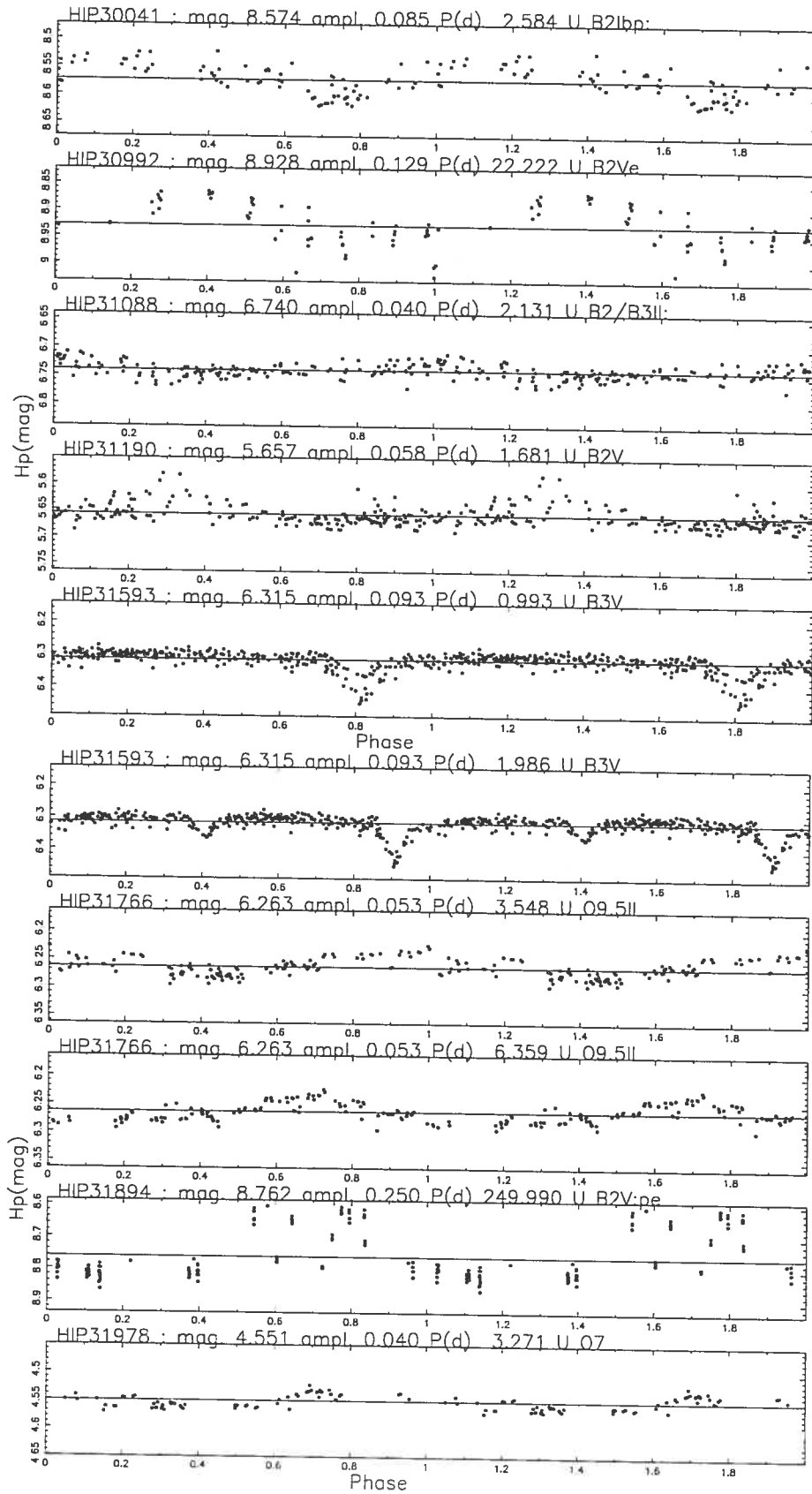


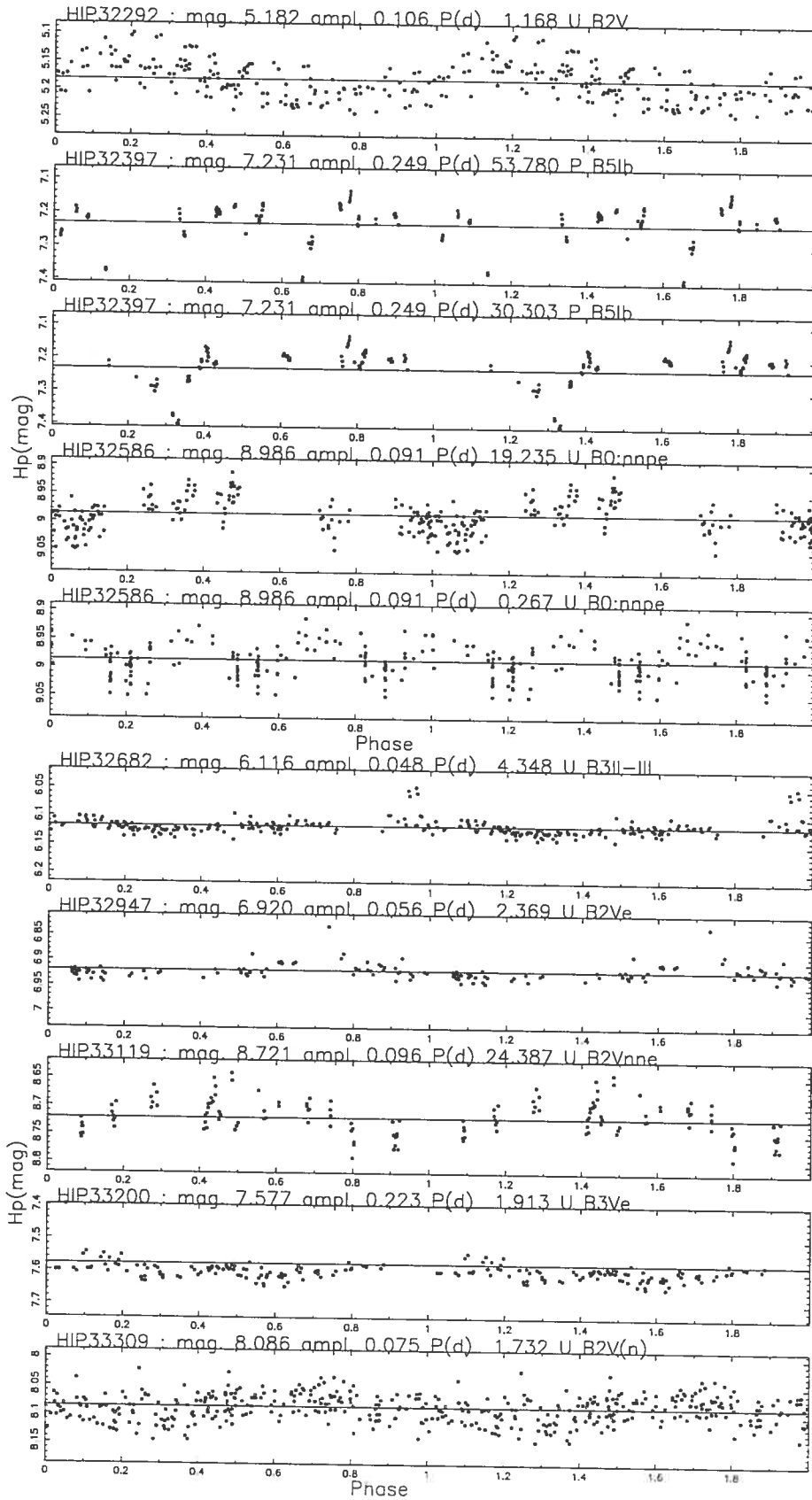
FIG. C.2 – This Figure plots Hp mag. vs. Phase. Epoch is arbitrarily $JD - 2410000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.

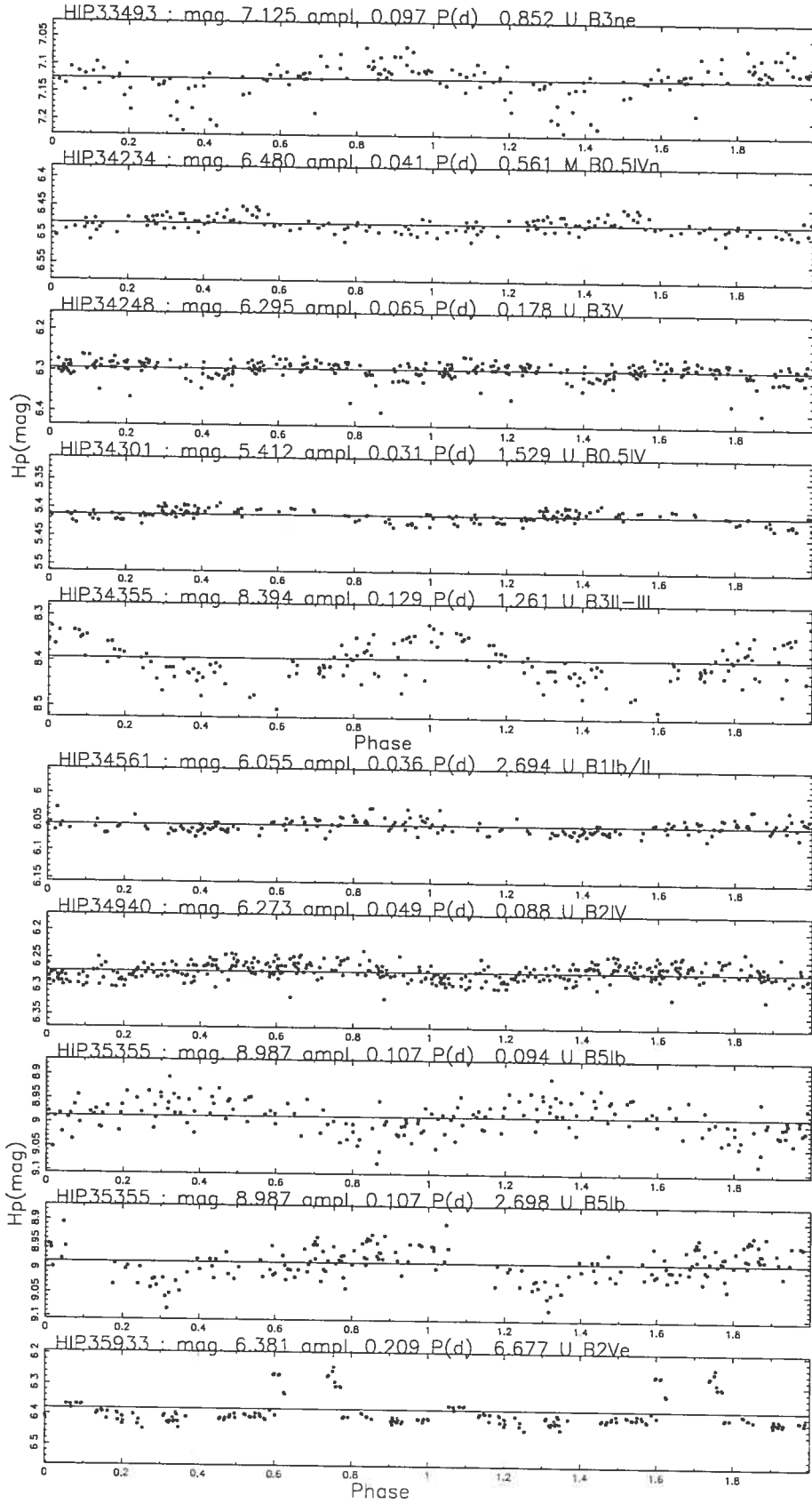


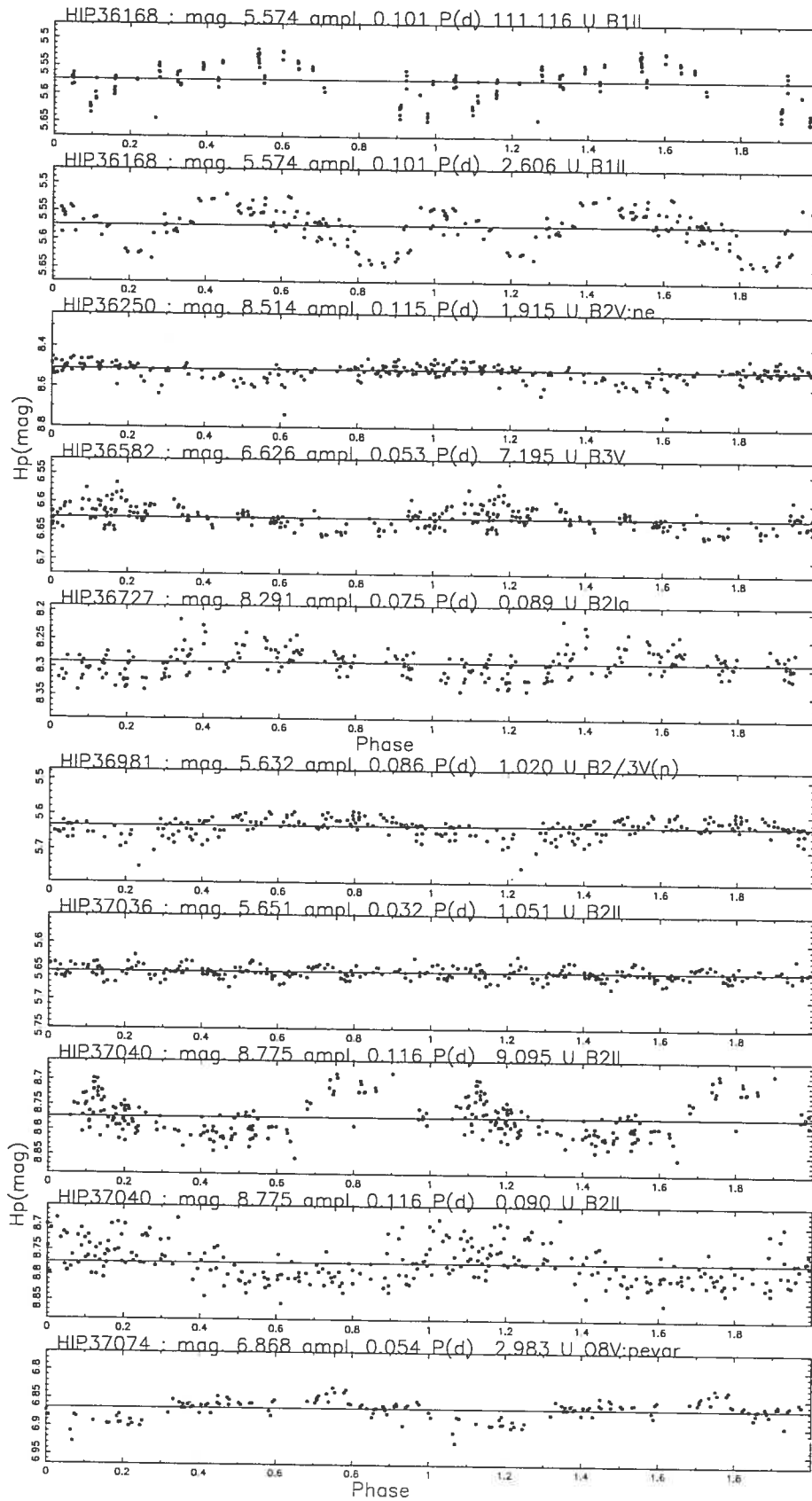


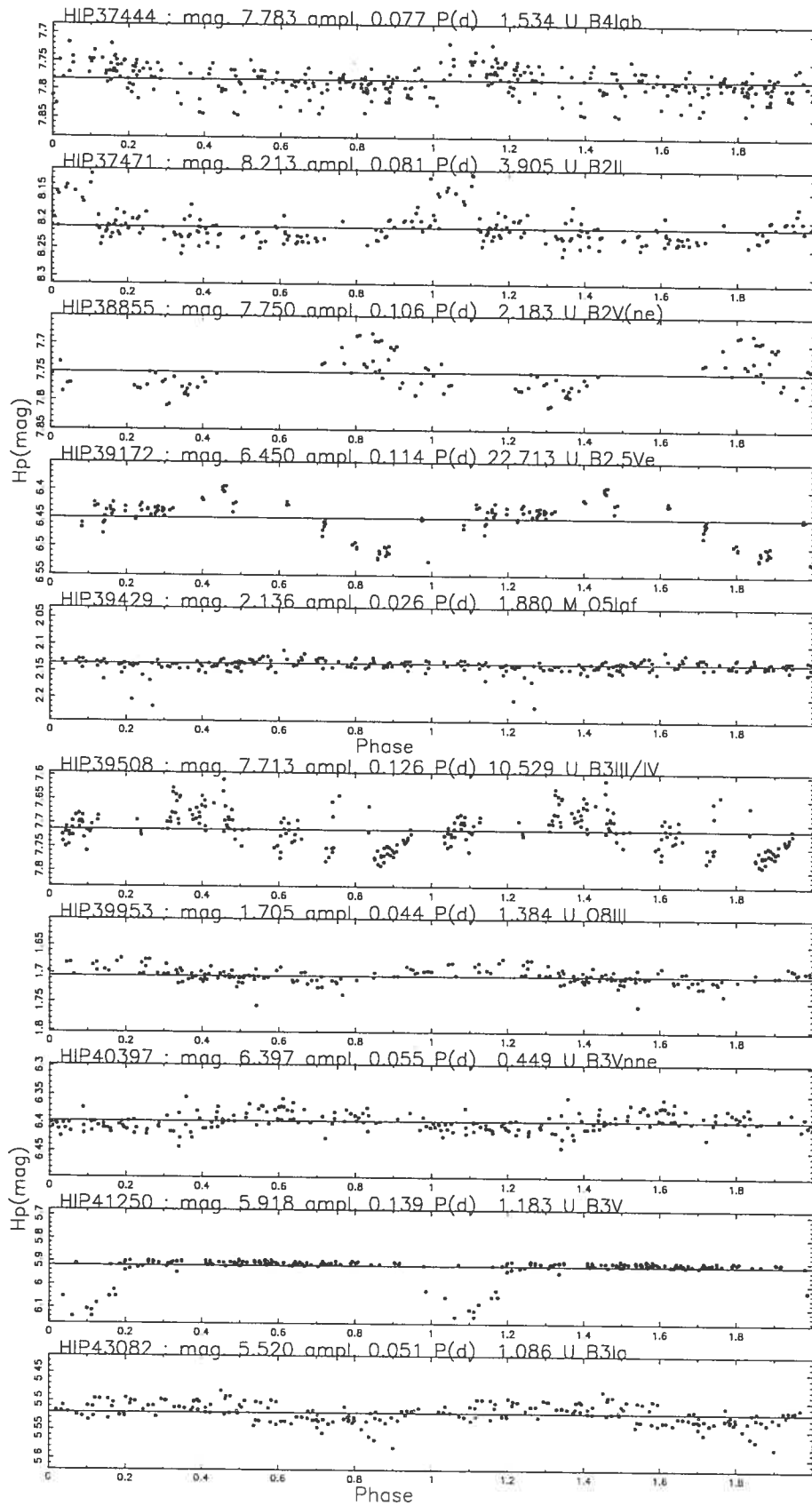


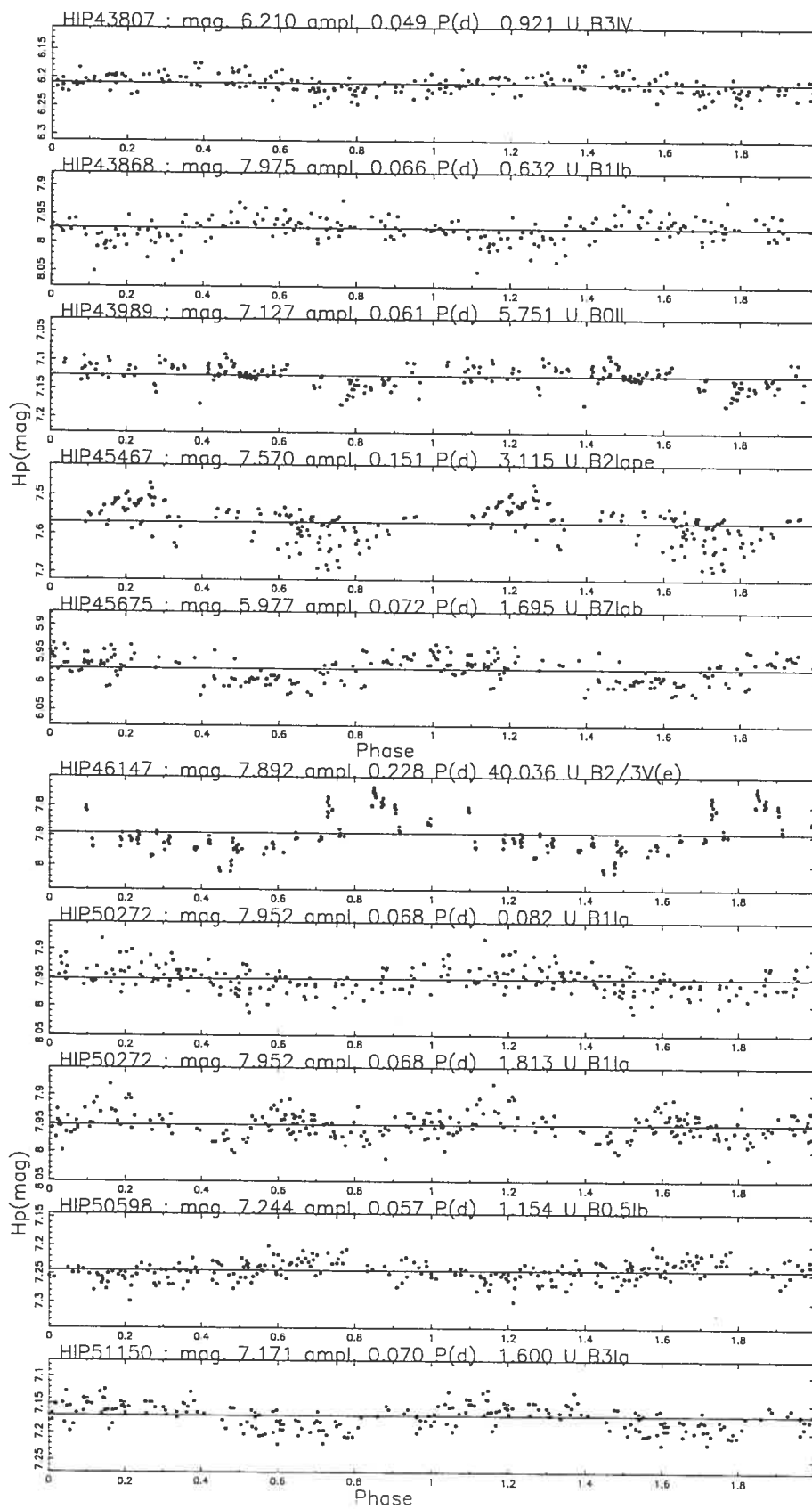


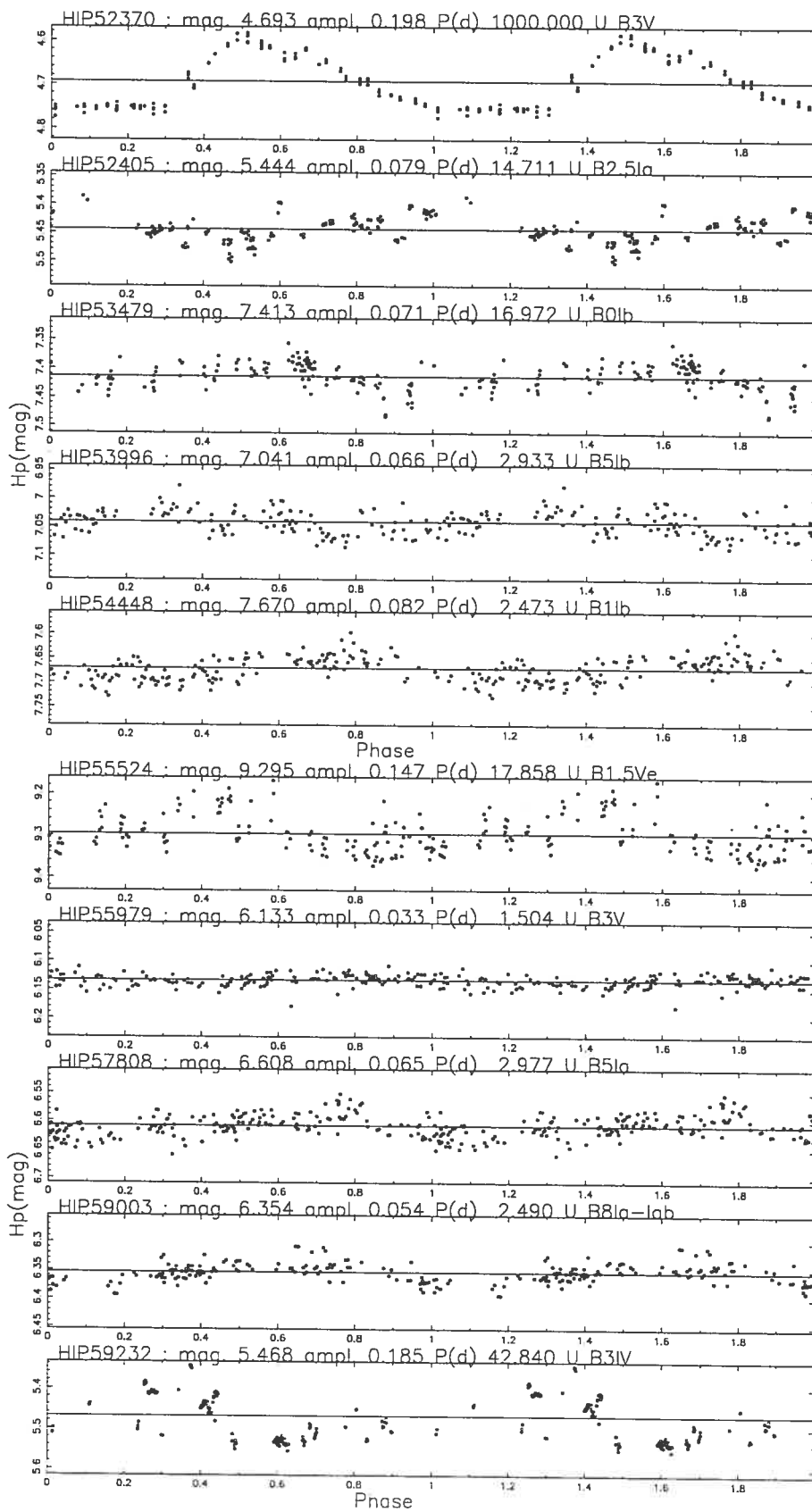


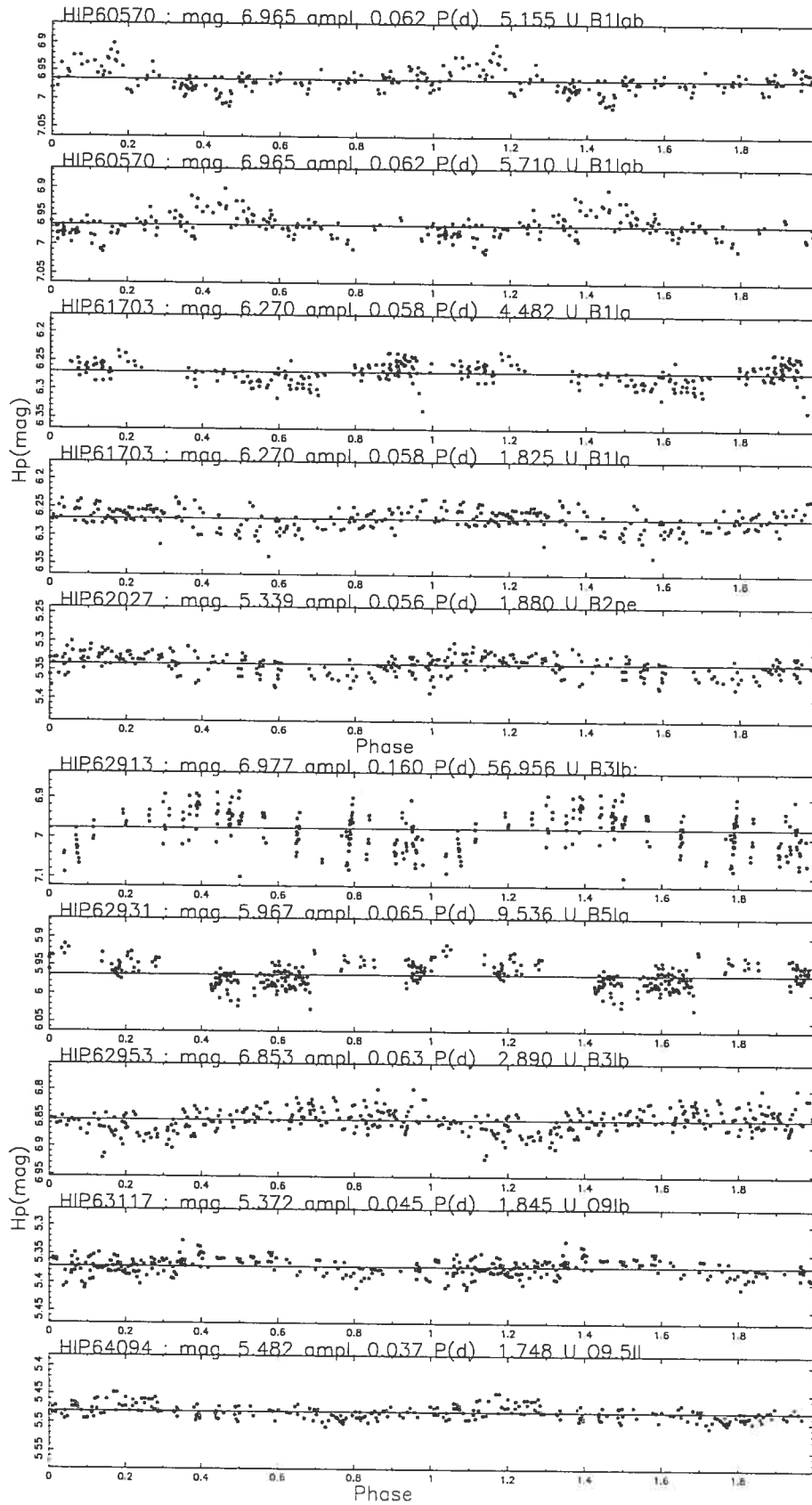


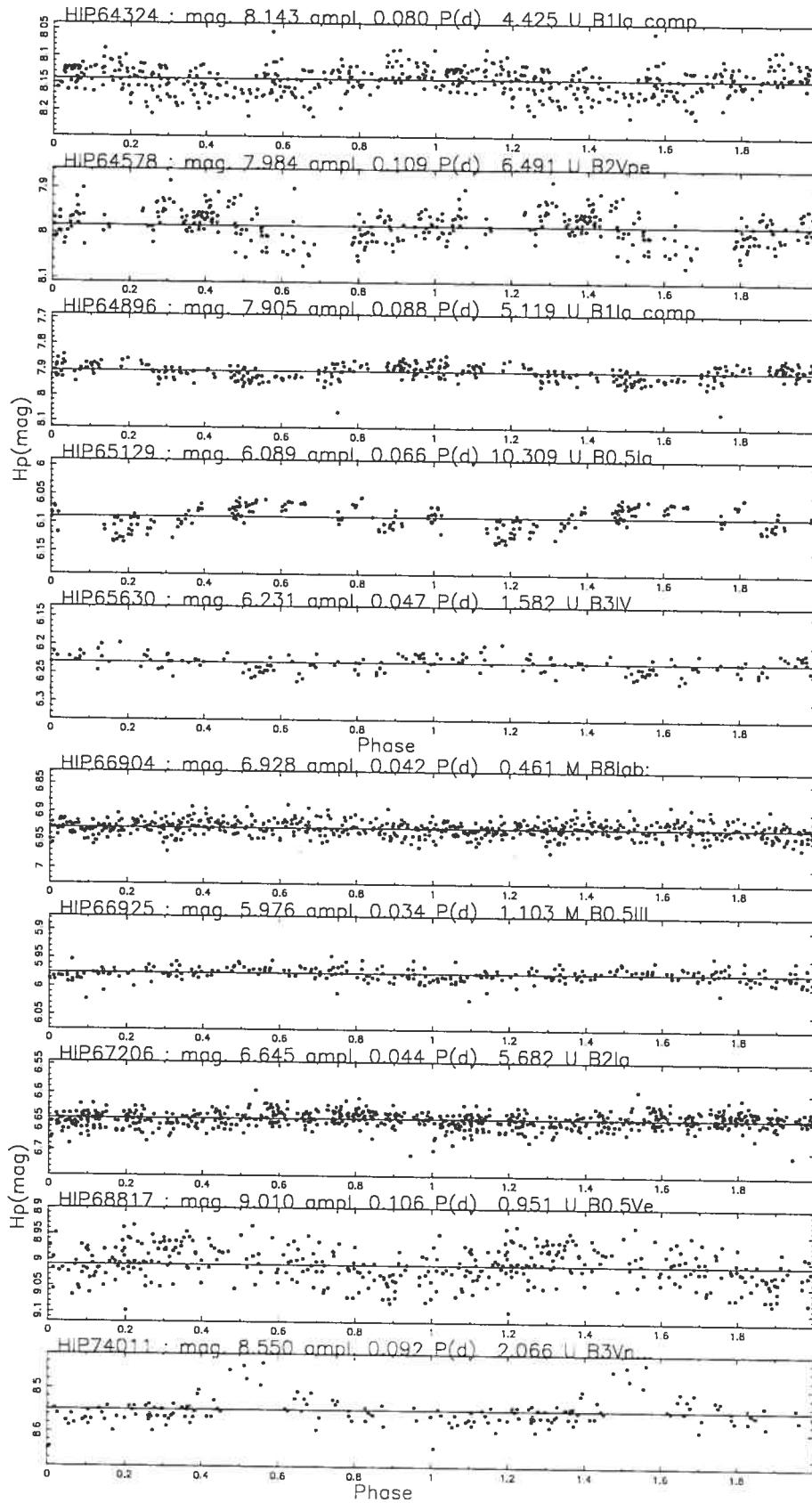


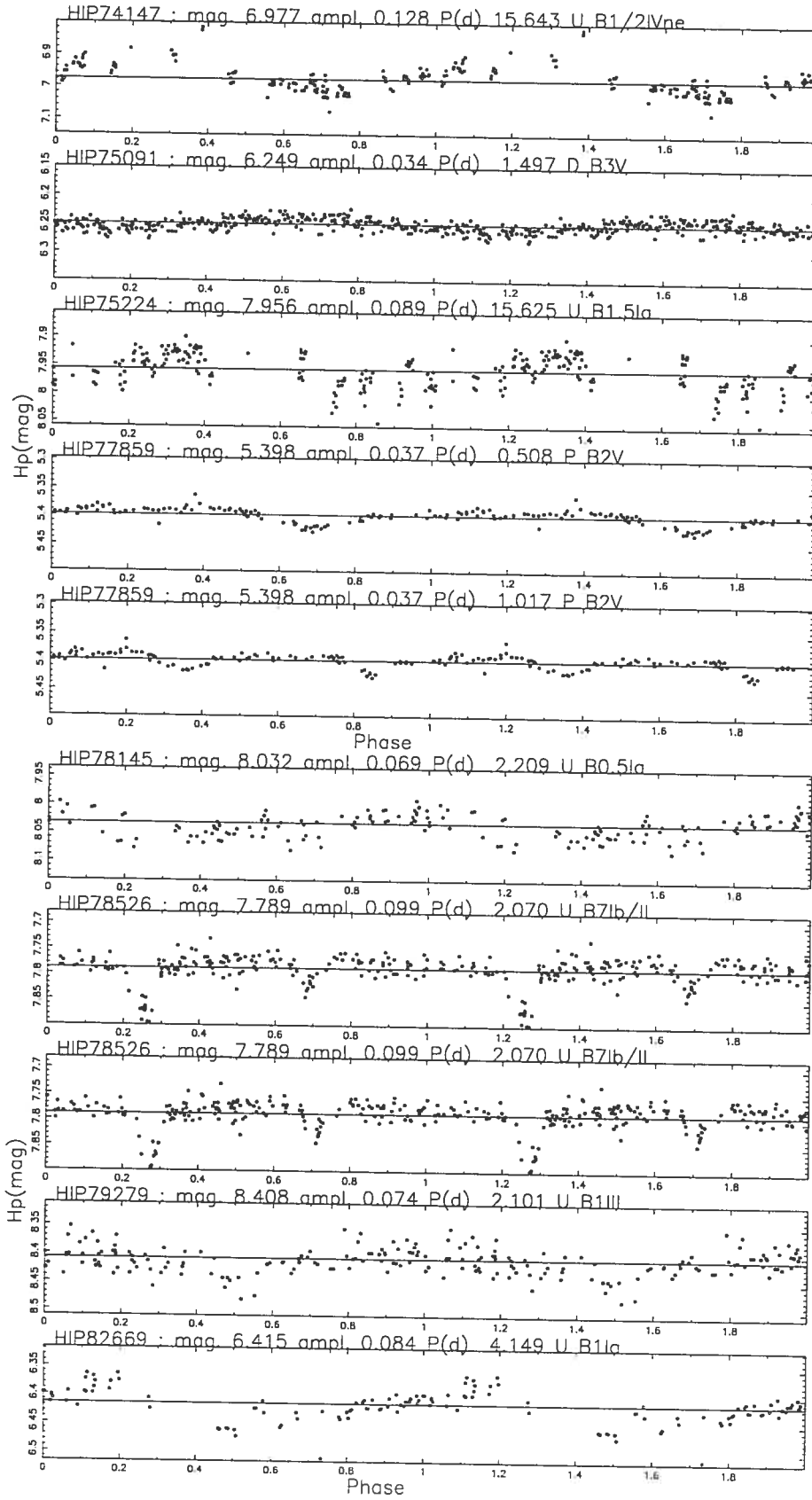


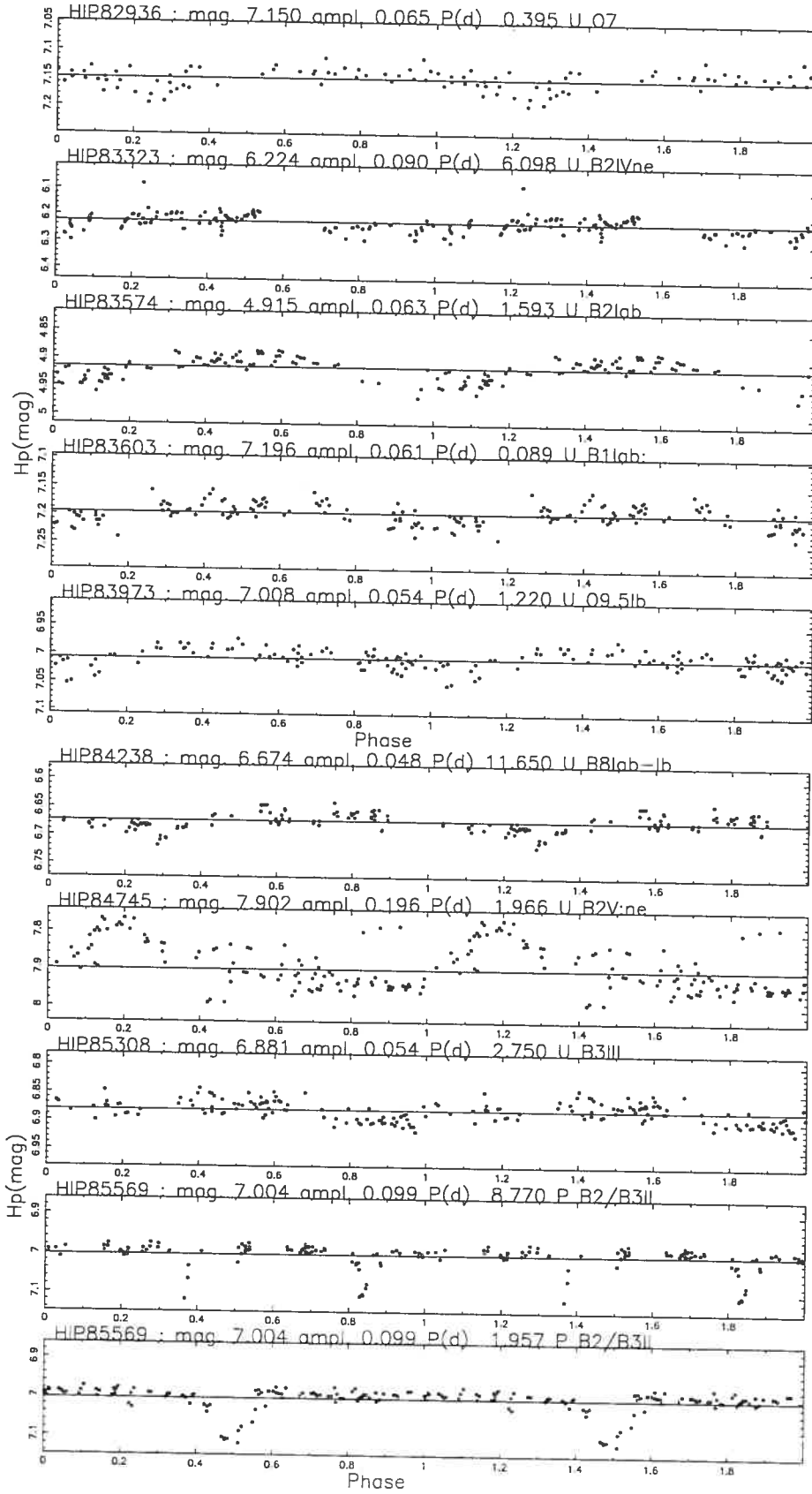


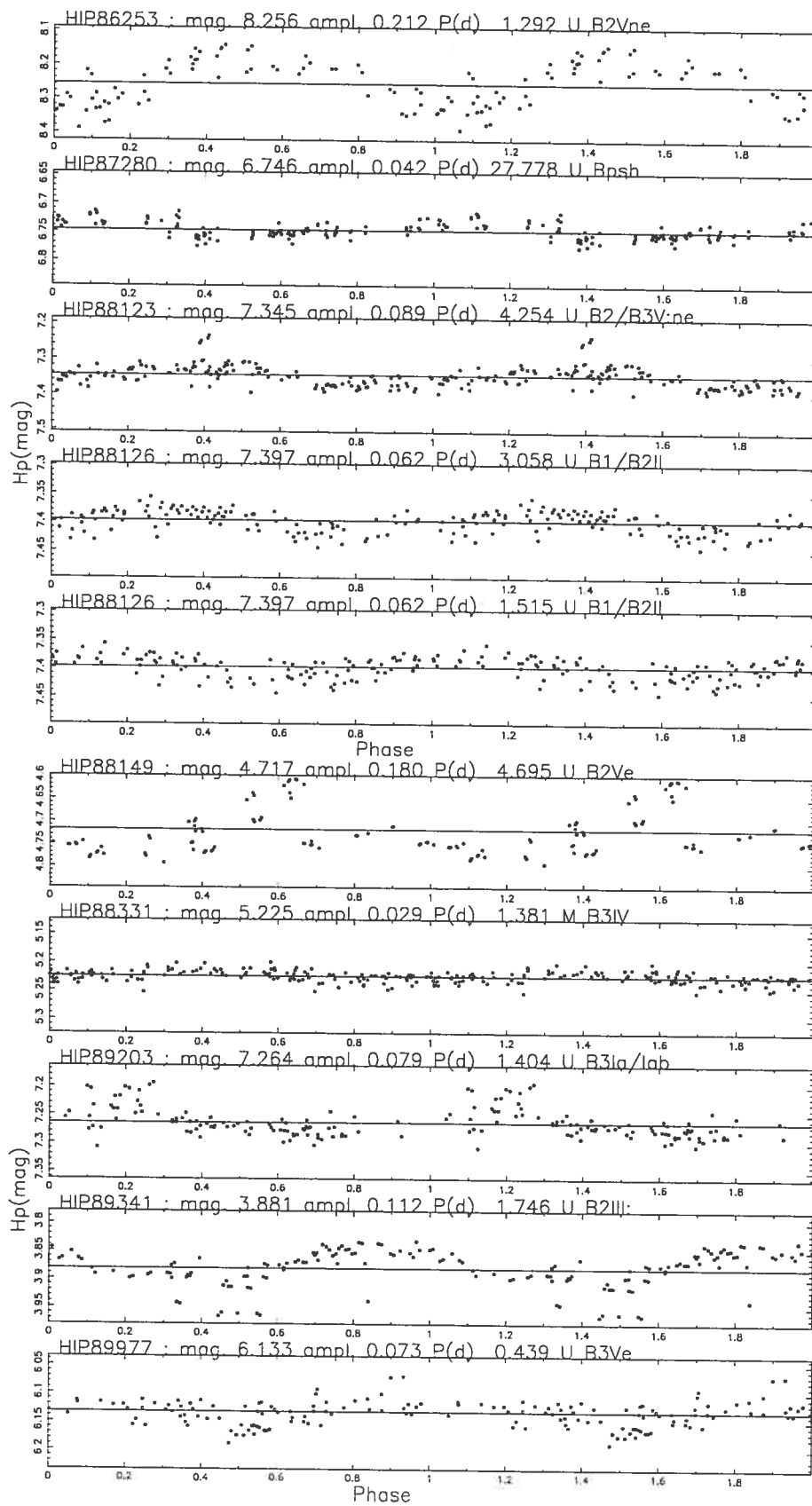


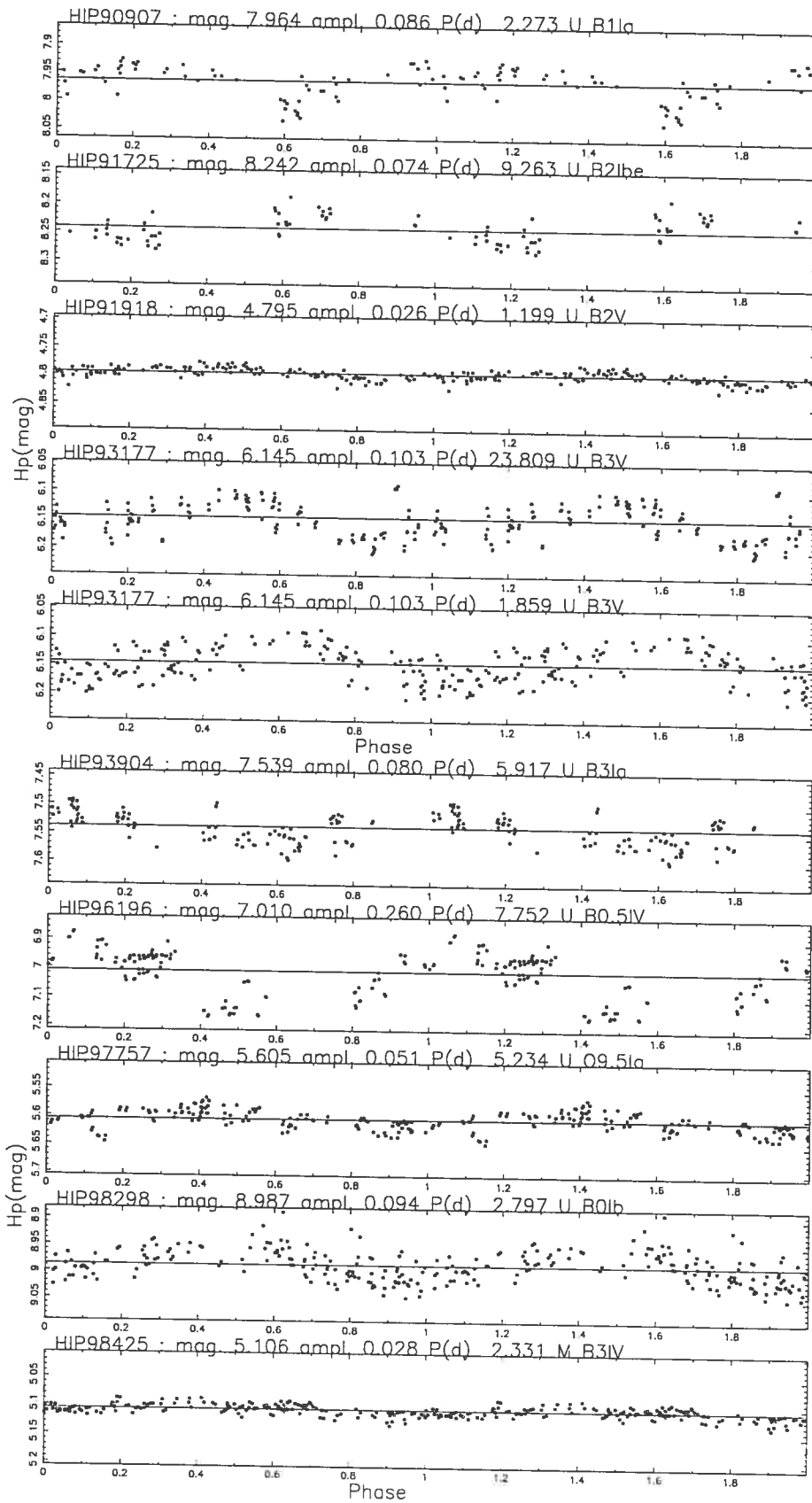


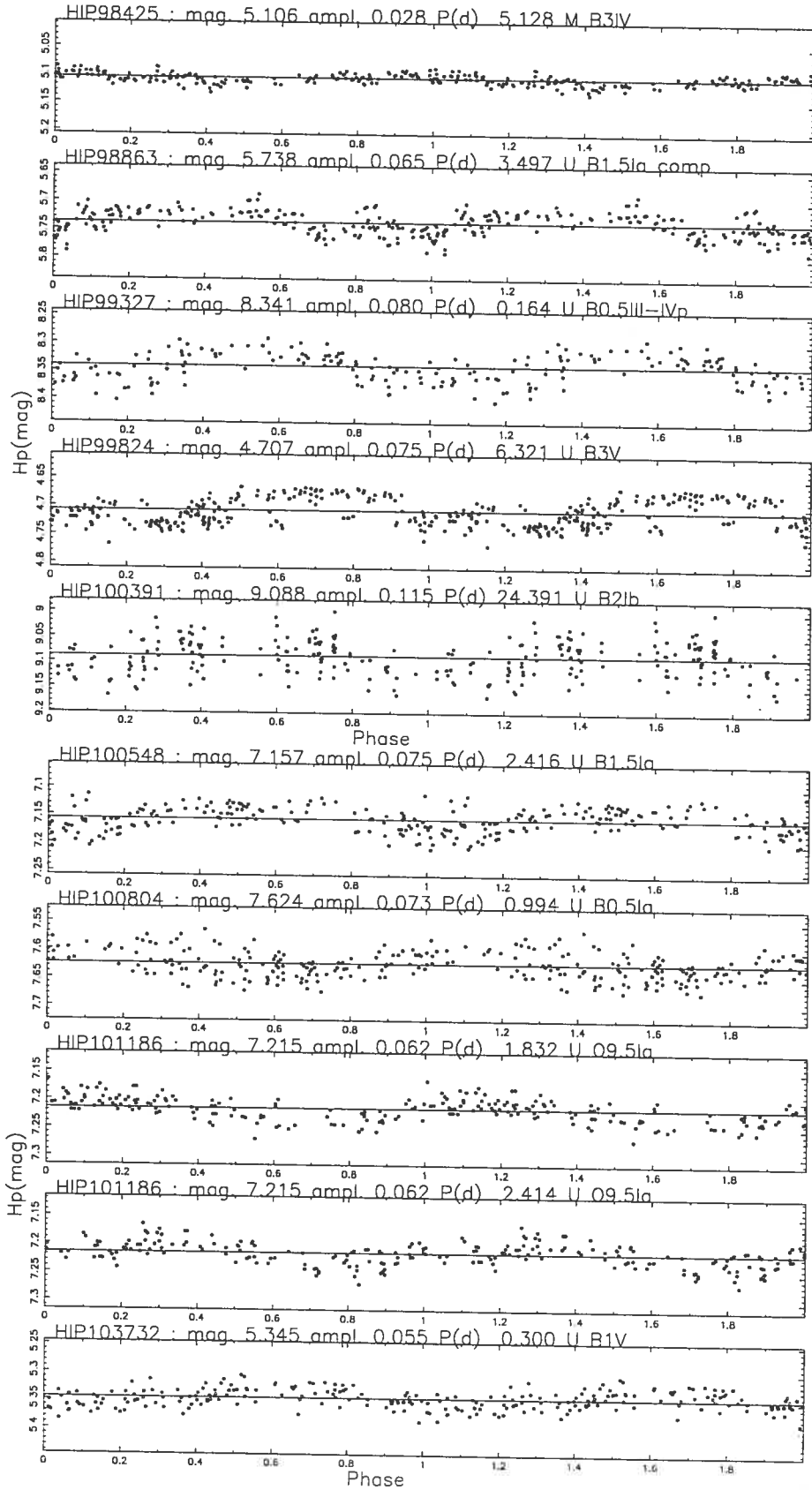


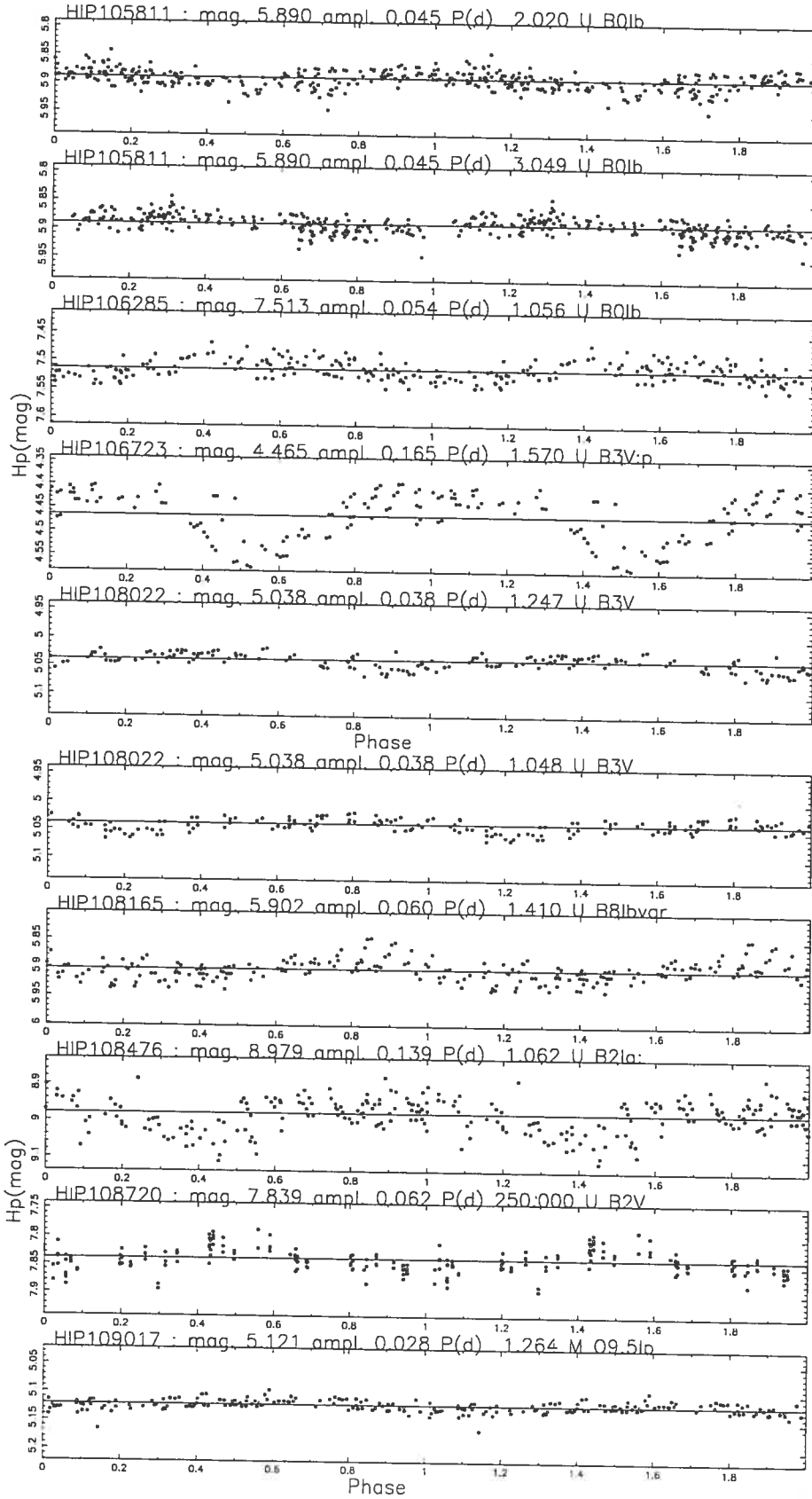


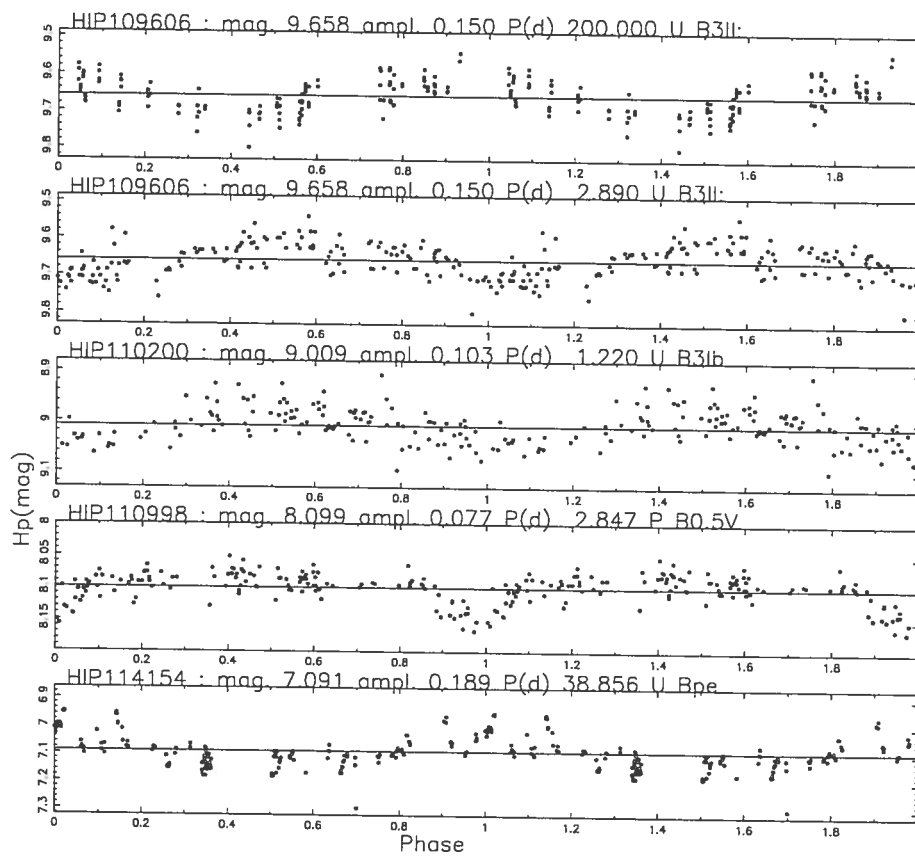












C.3 Etoiles périodiques non-inclues-Catalog of
non-included Periodic Variable stars

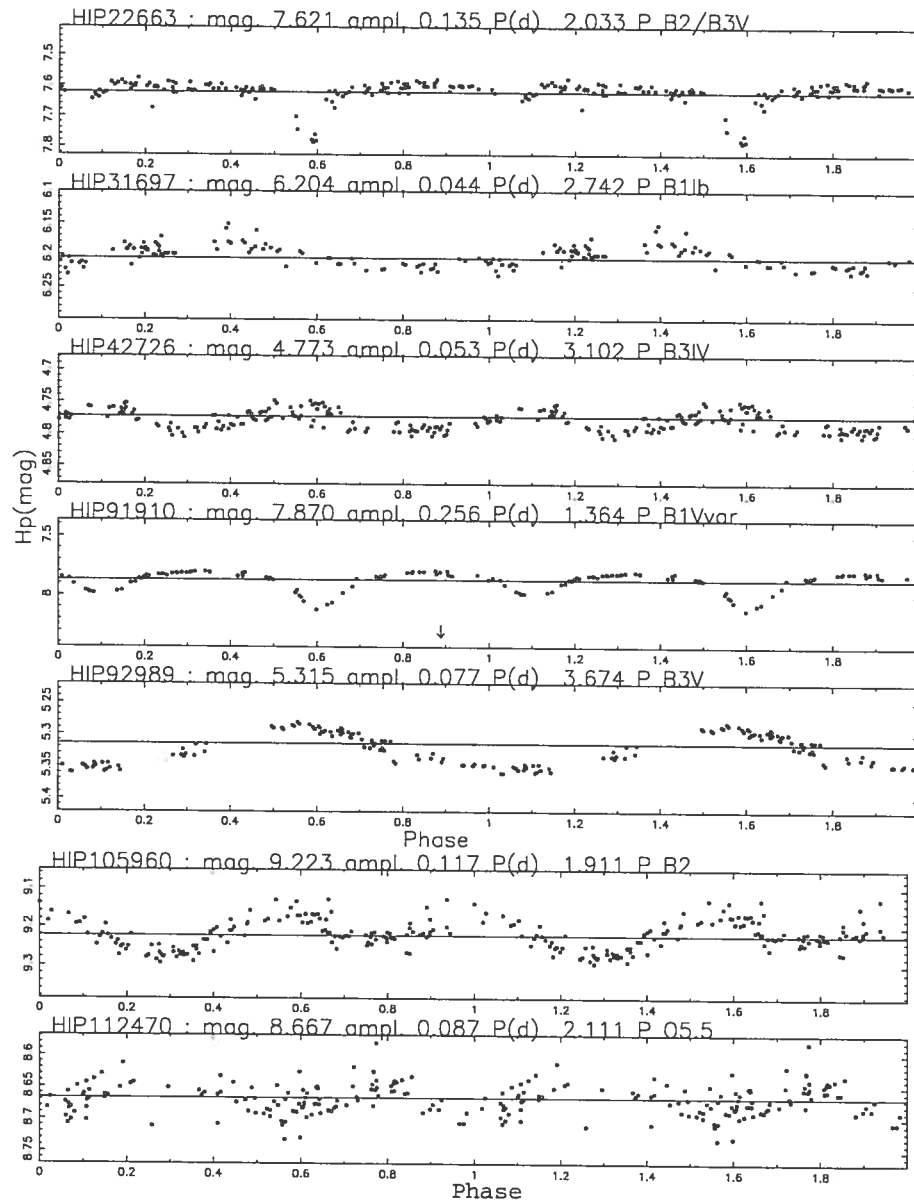


FIG. C.3 – This Figure plots Hp mag. vs. Phase. Epoch is arbitrarily $JD - 2440000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.

C.4 Étoiles périodiques sous le seuil-Catalog of periodic
stars below T_h

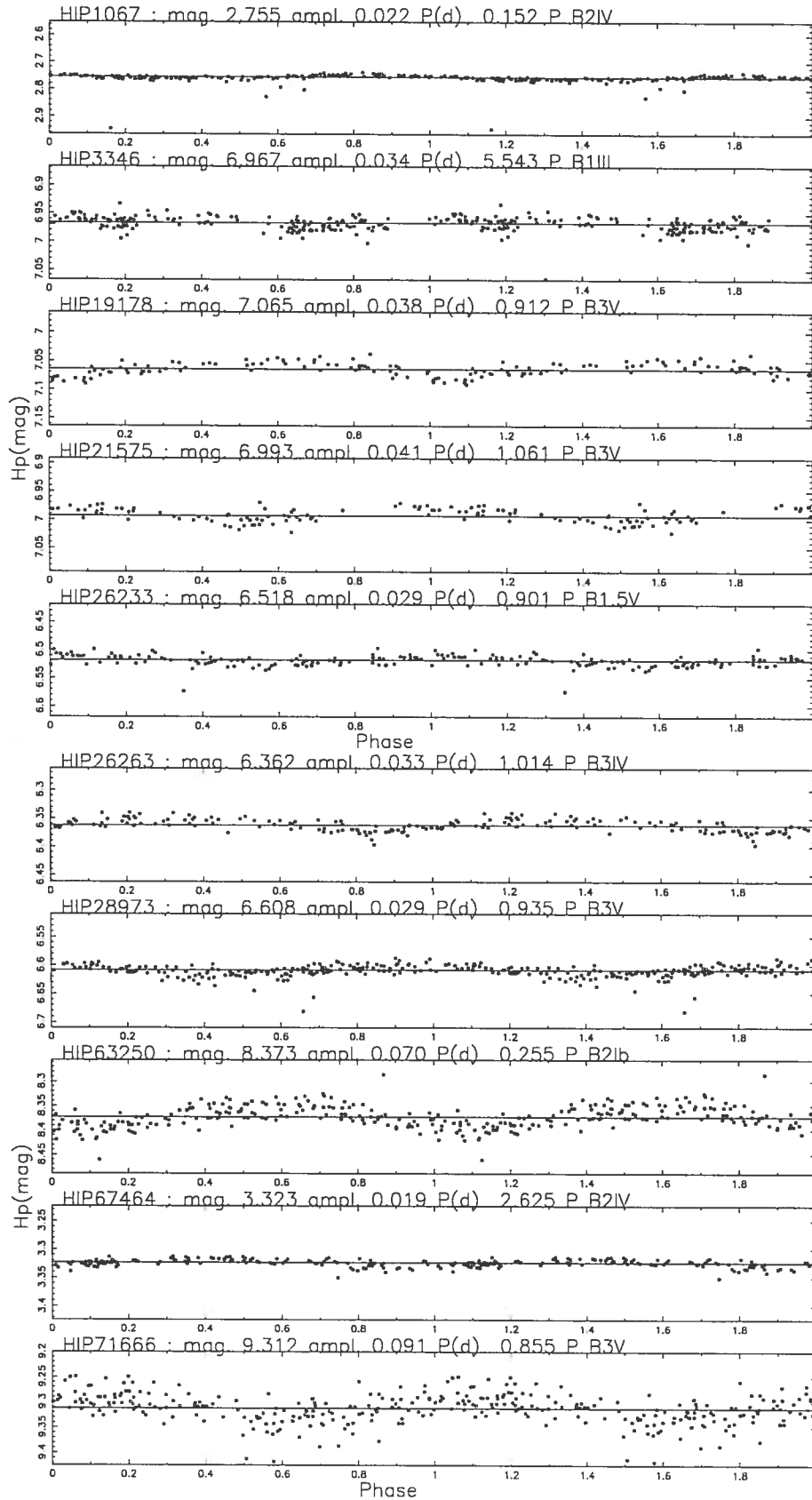
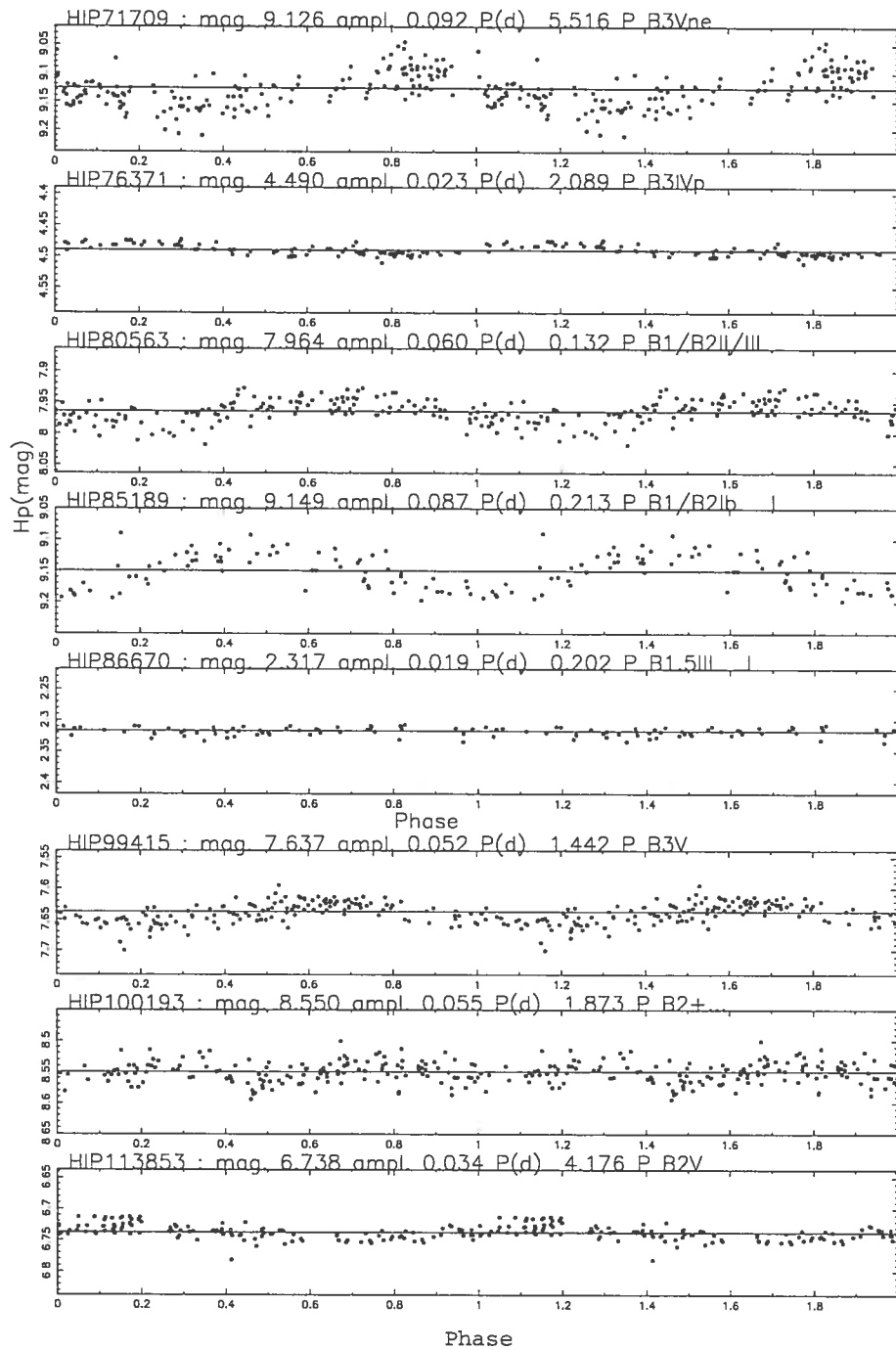


FIG. C.4 – This Figure plots Hp mag. vs. Phase. Epoch is arbitrarily $JD - 2440000 = 7800$, which is the beginning of the HIPPARCOS observations. The Hp magnitude, mean amplitude and periods are accurate to the third digit.



Annexe D

TABLEAUX DES DIFFÉRENTES CATÉGORIES D'ÉTOILES OB VARIABLES DU CATALOGUE HIPPARCOS SELON CETTE ÉTUDE

Cette Annexe présente les tableaux d'étoiles classées "variables" par cette étude. Les types de variabilité utilisés sont décrits dans le "general catalogue of variable stars" (Samus et al., 2004) and in Gautschy & Saio (1996). Les principaux types sont I, IA, L, SDOR et GCAS pour les variations irrégulières; ACYG, BCEP, SPB, ACV, PVTEL, SR, SXARI dans les variables pulsantes; et E, EA, EB dans les systèmes binaires éclipsants.

D.1 Binaires éclipsantes

TAB. D.1: OB Eclipsing Binaries of the HIPPARCOS catalog.

HIP <i>N_{o.}</i>	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle H_p \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
			OBMS		Total : 94			
100214	P	EA	4.213			8.060	0.243	O6
42433	P	E:	1.460			7.292	0.074	O8V:
92865	P	EB	1.622			8.747	0.191	O8:Vnn
56196	P	EB/KE	1.387			8.427	0.518	O8 (+O8)
100135	P	EB	1.886			8.730	0.830	O8
74778	P	EA	3.902			5.056	0.154	O8.5V
1415	P	EB	3.523			6.062	0.198	O9III _{nn}
15063	P	EB/DM	3.366			7.237	0.108	O9IV
25733	P	EB/SD	4.003			6.944	0.722	O9.5III
108772	P	EB	3.070			5.554	0.099	O9V
111257	P	EB/DM:	5.097			8.619	0.753	O9.5V
1805	P	EW	1.411			8.104	0.142	B0IV
59935	P	EB	3.413			8.527	0.567	B0IV _{var}
99246	P	EA	4.285			8.601	0.130	B0IV
102999	P	EA/DM	2.996			7.335	0.473	B0IV _v SB
113461	P	EA	15.276			7.514	0.086	B0IV
100227	P	EB	2.881			8.799	0.261	B0V _p
114904	P	EA	2.391			6.598	0.069	B0V _n
117576	P	EB/DM	8.520			9.934	0.379	B0.5III
29276	P	EB/D:	1.673			4.651	0.205	B0.5IV
107500	P	EB/DM	4.225			9.424	0.577	B0.5V:p _{var}
110998 ^a	U	EA?		2.847	2.847	8.099	0.077	B0.5V
112562	P	EW	1.775			6.977	0.277	B0.5V:nn

Continued on next page

Tab. D.1 – continued from previous page

HIP <i>N_{o.}</i>	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
40596	P	E	9.363			7.234	0.080	B1III:
57895	P	EB	4.929			8.350	0.352	B1III:var
70270	P	EB?	3.088			6.056	0.046	B1III
97634	P	EA	12.426			5.676	0.101	B1III
103968	P	EB	1.513			7.812	0.241	B1IV:p
108073	P	EW	0.806			7.085	0.126	B1IV:
25281	P	EA/BCE	7.990			3.312	0.243	B1V+B2
26063	P	EB	1.485			5.327	0.257	B1V
38957	P	EB/SD	1.455			4.433	0.533	B1Vp+B2
62339	P	EB	3.672			9.265	0.311	B1V:
65474	P	EB?	4.014			0.888	0.035	B1V
71352	P	EB	1.285			2.276	0.071	B1Vn+A
78265	P	EB	1.570			2.829	0.037	B1V+B2V
84409	P	EB	1.515			6.717	0.061	B1V
85985	P	EW/KE	0.762			8.811	0.454	B1:V:nn
91910 ^d	P	EA	1.364			7.870	0.256	B1Vvar
109311	P	EA	3.808			7.355	0.079	B1V
113907	P	EA/DM	2.729			7.736	0.251	B1:V:var
82514	P	EB/SD	1.446			2.957	0.273	B1.5IV+B
8704	P	EA/D	25.936			5.485	0.237	B1.5V
42712	P	EB?	1.124			5.417	0.044	B1.5Vn
84573	P	EB	2.051			4.785	0.404	B1.5Vp
22797	P	EB?	3.700			3.641	0.058	B2III SB
35168	P	EA	6.171			7.095	0.098	B2III/IV
25473	P	EB	2.526			4.514	0.044	B2IV
81508	P	EB	1.269			7.625	0.273	B2IV
39225	P	EA	2.515			6.119	0.067	B2IV-V
28142	P	EA	6.572			7.203	0.233	B2V
29321	P	EB	2.187			7.494	0.343	B2V

Continued on next page

Tab. D.1 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)		CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
34579	P	EB	3.309				5.635	0.044	B2V
35461	P	EB	2.486				6.757	0.065	B2V
38455	P	EB	1.112				4.430	0.058	B2V
38523	P	EB	5.049				9.286	0.183	B2Vn
41515	P	EB	0.923				5.702	0.069	B2V
44245	P	EA/DM	6.889				6.692	0.424	B2V+B2V
77859 ^b	P	EB/SD	0.508	0.508	1.017		5.398	0.037	B2V
87314	P	EA/DM	3.169				5.699	0.372	B2V+B3V
93502	P	EB	1.846				6.707	0.044	B2V
100142	P	EB?	2.985				6.423	0.055	B2V
102953	P	EB	3.303				7.308	0.100	B2V
107913	P	EB	1.496				7.454	0.328	B2Vnp
105960 ^d	P	EB	1.911				9.223	0.117	B2
100193 ^d	P	EB	1.873				8.550	0.055	B2+...
40285	P	EB	4.823				5.090	0.035	B2.5IV
76161	P	EB	2.267				9.111	0.522	B2/3IV:n:
22663 ^d	P	EA	2.033				7.621	0.135	B2/B3V
93785	P	EW	0.715				8.253	0.648	B2/3V(n)
87191	P	EB	7.713				7.613	0.674	B3III
42726 ^d	P	EB	3.102				4.773	0.053	B3IV
112778	P	EB	10.082				5.943	0.063	B3IV:var
115990	P	EA	6.066				4.849	0.039	B3IV
18724	P	EB	3.953				3.395	0.128	B3V+A
24744	P	EB/SD	4.066				7.871	0.541	B3V+B3V
26612	P	EB	1.840				7.966	0.088	B3Vn
31068	P	EB	2.982				6.103	0.057	B3V
31593 ^b	U	EA		0.993	1.986	2.095	6.315	0.093	B3V
39310	P	EB/IA	1.106				6.724	0.166	B3V(n)
41250 ^c	U	EA?		1.183			5.918	0.139	B3V

Continued on next page

Tab. D.1 – continued from previous page

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle Hp \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
48589	P	EA/DM	4.478			6.626	0.395	B3V+B3V
50780	P	EA	10.495			7.528	0.211	B3V
87163	P	EB	2.619			6.352	0.130	B3Vn
93732	P	EB	2.374			6.937	0.102	B3V
96665	P	EB	1.950			5.195	0.125	B3V+B3V
108508	P	EB	1.677			8.881	0.524	B3V
113385	P	EA/SD	4.909			8.279	0.629	B3V
33953	P	EA	1.273			8.170	0.284	B3n
34299	P	EA	1.885			9.676	0.547	B3+B5
101439	P	EB	5.891			9.023	0.134	B3
89637	P	EB	2.416			6.025	0.209	B3/B4IV/V
34646	P	EB/KE	1.213			7.468	0.444	B3/5V(p)
5348	P	EA/DM	1.670			3.953	0.304	B6V+B0V
			OBe	Total : 7				
86011	P	EB?	3.367			5.705	0.040	O5/6(e)
82691	P	EA	5.817			6.125	0.127	O7e
101341	P	EB/D/G	6.597			9.139	0.278	O7e
24201	P	EB/KE	1.210			8.518	0.482	B1:V:ne:
59026	P	EB	1.418			9.645	0.631	B2IVe
33868	P	EB	1.610			6.579	0.214	B2Vne
25565	P	EB/SD	1.811			8.439	0.546	B3Vnne
			OBSG	Total : 26				
83499	P	EB	3.411			6.573	0.066	O5f
35412	P	EB/KE:	4.393			4.904	0.421	O7f
89681	P	EB	3.322			7.549	0.237	O8/9f
81305	P	EA?	9.813			5.540	0.037	O9Ia

Continued on next page

Tab. D.1 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
35415	P	EW/GS	1.282			4.336	0.058	O9Ib	
87810	P	EB/GS	12.006			6.684	0.413	O9.5Ia/ab	
25930	P	EA	5.732			2.148	0.097	O9.5II	
52526	P	EB/GS	5.999			6.325	0.206	B0Ib:	
82911	P	EB/GS	7.848			6.260	0.260	B0.5Ia	
44368	P	E	8.965			7.005	0.096	B0.5Ib	
97485	P	EA/GS	13.374			6.499	0.100	B0.5Ibvar	
117957	P	E	13.419			6.087	0.069	B0.5IIv SB	
39968	P	EB	5.417			9.093	0.145	B1II	
89753	P	EB:	4.016			8.313	0.112	B1Ib/II	
99021	P	EB	6.520			8.216	0.602	B1Ib-II	
41882	P	EB:/GS	33.840			6.944	0.264	B2Iape	
37751	P	EA	3.928			5.556	0.059	B2II	
38186	P	EA	3.910			9.343	0.222	B2II	
34221	P	EA	2.789			7.306	0.258	B2/B3II	
82819	P	EA	5.347			8.620	0.243	B2/B3II	
85569	P	EA	8.770	8.770	1.957	7.004	0.099	B2/B3II	
90382	P	EA/GS	15.190			7.675	0.314	B3Ib	
14936	P	EA	4.452			8.365	0.438	B3II-III	
10704	P	EB/GS?	3.509			8.360	0.092	B5Ib	
32397	P	EB/GS	53.780	53.780	30.303	7.231	0.249	B5Ib	
78526 ^{b,c}	U	EA				2.070 ^c	7.789	0.099	B7Ib/II

Total:

127

Table D.4 is the complete version of Table 5.4. The columns are: the HIPPARCOS number, the HIPPARCOS variability flag, the variability type we assigned them in this study, the HIPPARCOS period (if any), the new periods found in this study (2

columns, for a possible second period), the periods found by Koen & Eyer (2002) (if any), the Hp magnitude, the mean amplitude calculated here and the spectral type according to the Vizier database.

(a) Koen et al. (2002), (b) This study, (c) Otero et al. (2003).

(d) refers to the stars that were not included in the study or below T_h .

D.2 Étoiles OB de la Séquence Principale au dessus de T_h

TAB. D.2: OBMS stars above the threshold T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle H_p \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
54948	D	IA				9.019	0.114	O5
31978	U	SR/L?		3.271		4.551	0.040	O7
51773		IA				8.129	0.068	O7
82876	D	IA				6.726	0.043	O7
82936	U	BCEP?		0.395		7.150	0.065	O7
39953	U	BCEP?		1.384		1.705	0.044	O8III
54358	U	IA				7.467	0.055	O8
56769	U	IA				6.474	0.092	O8var
69628	D	IA				6.696	0.040	O8
105186	U	L?				5.022	0.031	O8
35493	U	IA				8.799	0.128	O9V
84401	U	IA				5.601	0.080	O9
12495	D	IA?		12.053		7.817	0.059	O9.5III
82378	U	IA				8.026	0.072	O9.5IV
24575	U	IA?				6.053	0.056	O9.5Vvar
64737	P	SPB	1.366			8.022	0.110	O9.5V
70052	U	IA				7.981	0.072	O9.5V
81377	M	IA				2.570	0.027	O9.5V
87280	U	?		27.778		6.746	0.042	Bpsh
10615	U	IA				8.308	0.078	B0IIIp
19272	U	IA			2.871	7.042	0.630	B0III
21148	U	IA				5.826	0.035	B0III SB
88352	U	IA				9.246	0.109	B0III
114815	P	SPB	1.300			9.812	0.187	B0III:p:
99424	U	L?				8.242	0.075	B0III-IV(n)

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP <i>N</i> _{o.}	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
46032	U	IA				8.796	0.096	B0IV:
111071	P	SPB	1.509			9.786	0.144	B0IVn
19270	P	?	2.699			7.144	0.590	B0V
29201	U	IA				8.618	0.085	B0V
41388	U	IA				7.833	0.088	B0V
106884	D	?				6.673	2.340	B0V
106890	U	?				5.696	0.221	B0V
106529		IA				9.086	0.097	B0
16917	M	?		0.762	0.762	6.596	0.038	B0.5III
34986	U	IA				9.631	0.170	B0.5III
58783	P	SPB	1.135			7.813	0.074	B0.5III
62434	P	BCEP	0.191			1.156	0.028	B0.5III
66925	M	SPB?		1.103	0.901	5.976	0.034	B0.5III
99667	U	L				7.074	0.083	B0.5III
105614	P	BCEP	0.166			8.497	0.084	B0.5III _n
99327	U	BCEP?		0.164	0.164	8.341	0.080	B0.5III-IV
15139	U	IA?		4.652	4.257	9.198	0.156	B0.5IV:nn
34234	M	BCEP?		0.561		6.480	0.041	B0.5IV _n
34301	U	BCEP ^a		1.529		5.412	0.031	B0.5IV
60718	D	L				0.675	0.024	B0.5IV
62937	U	?				8.981	1.646	B0.5IV _n
94827	U	BCEP ^b				5.458	0.037	B0.5IV
96196	U	SPB?		7.752		7.010	0.260	B0.5IV
31739	P	?	7.207			8.204	0.134	B0.5V
17448	P	ELL?	4.419			3.860	0.040	B1III
18151	P	BCEP	0.526			8.459	0.105	B1III
31125	P	BCEP	0.210			4.256	0.050	B1III
50919	U	IA				8.443	0.089	B1III
68702	U	BCEP ^c				0.536	0.029	B1III

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP <i>N_{o.}</i>	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
79279	U	SPB?		2.101		8.408	0.074	B1III
80112	P	BCEP	0.247			2.923	0.056	B1III
2816	U	IA				8.687	0.082	B1IV:nn
10055	U	BCEP ^d				8.688	0.141	B1IV:
92128	U	L				9.225	0.252	B1IV
5768	U	BCEP?		0.872	0.872	7.196	0.049	B1V SB
13016	P	ELL?	2.581			9.354	0.220	B1V
29127	D	IA?				8.528	0.265	B1V
30075	U	IA				8.684	0.113	B1V:p:
33361	U	IA?				8.081	0.099	B1V:nn
33971	P	BCEP	0.191			4.919	0.061	B1V
48469	P	SPB	1.031			6.449	0.057	B1V
62291	U	L				9.122	0.175	B1V _p
64716		IA				8.821	0.091	B1V
83635	M	IA				5.671	0.033	B1V
99457	U	IA				6.398	0.077	B1V
102926	U	L				8.416	0.173	B1V
103732	U	BCEP?		0.300	0.300	5.345	0.055	B1V
107456	U	L				9.094	0.135	B1V:
108546	U	L				7.734	0.107	B1V
112698	U	L				7.813	0.064	B1V
113065	U	IA?				9.187	0.154	B1V
51063	U	L				9.342	0.116	B1.5III
55499	U	IA			0.208	9.642	0.143	B1.5III
71860	P	BCEP	0.260			2.228	0.031	B1.5III
470	U	IA				8.394	0.121	B1.5IV
24938	U	IA				8.200	0.143	B1.5IV _{np}
38438	P	BCEP	0.115			5.642	0.030	B1.5IV
75141	M	IA				3.143	0.026	B1.5IV

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
85927	P	BCEP	0.214			1.525	0.054	B1.5IV+...
26442	P	SPB	2.437			7.103	0.063	B1.5V
57106	U	L				8.704	0.203	B1.5V
101411	U	L				7.799	0.133	B1.5V
10486	U	L/IA?		13.433		8.065	0.238	B2III
21444	P	BCEP	0.174			3.871	0.119	B2III SB
39331		IA				8.929	0.088	B2III
40148	U	L				7.754	0.132	B2III
42923	U	IA			2.737	5.691	0.053	B2III
62949		IA				9.081	0.096	B2III
67912	U	L			12.092	9.818	0.136	B2III:
72121	P	BCEP	0.128			6.083	0.034	B2III
86363		IA				9.497	0.116	B2III
89341	U	SPB?		1.746		3.881	0.112	B2III:
103191	P	BCEP	0.201			6.522	0.229	B2IIIvar
105091	U	IA				6.477	0.062	B2III
112031	P	BCEP	0.193			5.195	0.117	B2IIIv SB
32856	U	IA?				7.112	0.116	B2III/IV
39894	U	IA				7.723	0.090	B2III/IV
12387	P	BCEP	0.161			4.006	0.031	B2IV
16516	P	BCEP	0.202			6.426	0.104	B2IV
23972	U	SPB?		2.959		4.186	0.084	B2IV _n
26742	P	SPB	1.539			6.950	0.044	B2IV
34940	U	IA?		0.088	0.088	6.273	0.049	B2IV
58587	P	SPB	1.481			5.211	0.056	B2IV
70574	P	BCEP	0.177			4.509	0.038	B2IV
76297	P	SPB	2.851			2.701	0.026	B2IV
83105	U	L				8.144	0.191	B2IV
84970	P	BCEP	0.141			3.194	0.030	B2IV

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)		CK P(d)	< H_p > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
95755	P	SPB	1.018				6.768	0.042	B2IV
103277	U	L					7.192	0.136	B2IVp:
113281	P	BCEP	0.171				5.550	0.039	B2IV
4983	U	IA					6.798	0.104	B2IV-V
26606	P	SPB?	4.638	4.639	3.678		6.032	0.043	B2IV-V
34798	P	SPB?	2.729				5.859	0.050	B2IV/V
35370		IA					8.878	0.093	B2IV/V
39961	U	IA					5.133	0.028	B2IV-V
87812	P	BCEP	0.140				5.849	0.043	B2IV-V
110386	U	L					4.775	0.278	B2IV-V
17200	U	IA					9.446	0.124	B2V
27881	U	BCEP?		0.489			8.270	0.078	B2V
28756	M	?		12.348	8.850	8.837	5.582	0.030	B2V
31190	U	SPB?		1.681			5.657	0.058	B2V
32292	U	SPB?		1.168			5.182	0.106	B2V
33309	U	IA?		1.732			8.086	0.075	B2V(n)
33846	U	IA					6.891	0.046	B2V
34360	U	L					5.725	0.286	B2V:nn
41037	U	L					1.999	0.071	B2V
48527	P	SPB	3.756				5.893	0.040	B2V
52766	U	IA					7.687	0.068	B2V
58128	U	IA					7.983	0.076	B2V
69617	U	IA					9.621	0.132	B2V
70300	P	SPB?	8.812				4.350	0.067	B2V
90804	U	IA					5.806	0.036	B2V
91918	U	SPB?		1.199		1.198	4.795	0.026	B2V
93996	U	IA					5.538	0.046	B2V
95408	U	IA				0.261	5.995	0.048	B2Vnn
97681	P	BCEP	0.410				7.797	0.079	B2V:nn

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
108720	U	?		250.000	254.453	7.839	0.062	B2V
109082	P	SPB	1.086			6.238	0.075	B2V SB
111828	M	L				6.791	0.040	B2:V SB
386	U	L/IA?				9.245	0.212	B2
7936	U	IA				9.382	0.164	B2
17146	U	IA				9.288	0.107	B2
72241	U	IA				8.030	0.069	B2
72710	P	SPB	1.313			7.927	0.121	B2:p
108326	U	L				8.225	0.127	B2
33804	U	IA				5.584	0.061	B2/B3III/IV
39020	U	IA				9.288	0.153	B2/B3III
57108	U	IA			5.507	7.330	0.065	B2/B3III
68222	D	IA?				9.903	0.124	B2/B3III
89290	U	IA			0.689	5.415	0.071	B2.5III
28199	U	L				4.305	0.044	B2.5IV
49220	P	SPB?	2.779			5.609	0.037	B2.5IV
81472	U	IA				5.817	0.039	B2.5IV
101138	U	L			1.137	4.918	0.034	B2.5IV
29771	U	IA				5.908	0.054	B2/B3V
31436	U	IA				7.806	0.061	B2/B3V
33769	U	IA				7.785	0.067	B2/B3V
36981	U	SPB?		1.020		5.632	0.086	B2/3V(n)
38439	U	IA				9.068	0.106	B2/B3V:nn
39530	P	SPB	1.016			6.223	0.103	B2.5Vn
71194	U	IA				7.741	0.097	B2/B3Vn
72438	U	L				5.867	0.124	B2.5V
80763	U	L				0.985	0.151	B2.5V
92133	U	L			1.273	5.866	0.178	B2.5V
96984	U	L				7.803	0.144	B2.5V

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP <i>N_{o.}</i>	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
97679	U	L				4.846	0.123	B2.5V
99303	U	L				4.881	0.092	B2.5V
69633	U	IA			55.991	8.593	0.104	B2/B3
5161	P	SPB?	1.932			7.135	0.077	B3III
32088	U	L?				8.862	0.112	B3III
34981	U	L				4.382	0.058	B3III
37113	U	IA				8.086	0.070	B3III
41980	U	IA				7.829	0.065	B3III
47549	U	IA				7.093	0.052	B3III:psh
51444	U	L			1030.928	6.590	0.124	B3III
65223	U	IA				7.750	0.074	B3III
85308	U	SPB?		2.750	2.748	6.881	0.054	B3III
89502	U	IA				6.899	0.083	B3III
39508	U	L?		10.529		7.713	0.126	B3III/IV
39834	U	L				6.481	0.303	B3III/IV
70042	M	IA				6.613	0.038	B3III/IV
42536	P	SPB/IA	2.798			3.535	0.050	B3IV
43807	U	SPB?		0.921		6.210	0.049	B3IV
52043	P	SPB	1.453			5.848	0.039	B3IV
59232	U	L?		42.840	42.409	5.468	0.185	B3IV
65630	U	SPB?		1.582		6.231	0.047	B3IV
71953	U	IA				8.879	0.135	B3IV
78682	U	L				7.104	0.387	B3IV
88331	M	IA?		1.381	1.261	5.225	0.029	B3IV
98425	M	SPB?		2.331	5.128	5.106	0.028	B3IV
106134	U	IA				9.407	0.107	B3IV
114329	U	IA				6.748	0.056	B3IV SB:
10475	U	IA				8.403	0.090	B3IV-V
86432	P	SPB	1.917			7.178	0.108	B3IV/V

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP <i>N</i> _{o.}	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
7588	U	IA?		3.731	3.731	0.426	0.064	B3V _p
15188	U	IA				7.938	0.092	B3V
16244	D	IA?				4.643	0.087	B3V
17563	U	IA				5.313	0.032	B3V
18957	P	ELL/SPB?	1.532			5.299	0.046	B3V
25648	U	BCEP?		40.003	0.347	6.851	0.055	B3V:n
27808	U	IA				8.131	0.094	B3V
30143	U	IA				5.477	0.058	B3V
32354	U	IA				7.171	0.061	B3V
32810	P	?	14.302			5.755	0.074	B3V
33673	U	IA				7.171	0.125	B3V(n)
33721	P	SPB	1.109			6.471	0.041	B3V _{nn}
34248	U	IA?		0.178	0.089	6.295	0.065	B3V
34262	U	IA				8.274	0.183	B3V
35611	U	IA				5.938	0.052	B3V
35795	U	IA				5.359	0.045	B3V
36582	U	IA?		7.195		6.626	0.053	B3V
37533	U	L			934.579	6.912	0.068	B3V
39584	U	I/L?				6.133	0.070	B3V _{np}
39866	U	L				6.334	0.150	B3V
43114	U	IA				6.303	0.140	B3V
48782	P	SPB?	1.062			6.157	0.046	B3V
52370	U	L		1000.000	970.874	4.693	0.198	B3V
55979	U	SPB?		1.504		6.133	0.033	B3V
57669	U	L				4.270	0.049	B3V
59959	U	L				8.559	0.142	B3V _{nn}
61751	P	BCEP	0.171			9.058	0.105	B3V
72000	U	L/IA?				6.358	0.066	B3V:
73624		IA				5.409	0.030	B3V

Continued on next page

Tab. D.2 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)		CK P(d)	< H_p > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
74011	U	SPB?		2.066			8.550	0.092	B3Vn...
74110	U	IA					6.800	0.058	B3V
75091	D	SPB?		1.497			6.249	0.034	B3V
78168	U	IA				0.095	5.857	0.084	B3V
86414	P	SPB	3.487				3.750	0.026	B3V SB
93177	U	SPB?		23.809	1.859	0.093	6.145	0.103	B3V
93808	P	SPB	1.687				6.452	0.059	B3V
94385	U	IA					5.385	0.030	B3V
99824	U	SPB?		6.321			4.707	0.075	B3V
105259	U	IA				51.020	5.651	0.078	B3Vv comp
106712	U	L					8.307	0.156	B3V
106723	U	SPB?		1.570			4.465	0.165	B3V:p
108022	U	SPB?		1.247	1.048	1.247	5.038	0.038	B3V
108975	U	IA					5.912	0.032	B3V (+B)
113226	U	L					8.004	0.084	B3V:n
113640	U	L					6.533	0.101	B3Vp
117315		L				2.966	5.119	0.026	B3V
1621	D	IA?					8.948	0.097	B3
6775	U	IA					8.585	0.085	B3
8313	U	IA				56.689	9.500	0.172	B3
11894	P	ELL/SPB?	3.038				7.901	0.074	B3
25235	P	SXARI	1.854				7.874	0.062	B3vw He wk
31196	U	IA					9.008	0.104	B3
94596	U	L					8.036	0.191	B3p
105010	U	L					8.872	0.210	B3:nnpsh
114100	U	L					7.768	0.132	B3
37099	U	IA				0.811	9.489	0.430	B3/4V+B8/9
48547	D	IA					7.018	0.056	B3/5V+B/A

This Table is the appended version of Table 5.5.

The columns are: the HIPPARCOS number, the HIPPARCOS variability flag, the variability type we assigned them in this study, the HIPPARCOS period (if any), the new periods found in this study (2 columns, for a possible second period), the periods found by Koen & Eyer (2002) (if any), the Hp magnitude, the mean amplitude calculated here and the spectral type according to the Vizier database.

The classification is based on the variable types from the GCVS (Samus et al., 2004).

The question mark means that the classification is either based on a new period (thus unsure) or that the type cannot be clearly identified from the HIPPARCOS lightcurve.

- (a) HIP34301 is reported to have a period $P=0.123d$.
- (b) HIP94827 is reported to have a period $P=0.609d$.
- (c) HIP68702 is reported to have a period $P=0.157d$.
- (d) HIP10055 is reported to have a period $P=0.374d$.

D.3 Étoiles OBe au dessus de T_h

TAB. D.3: OBe stars above the threshold T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle H_p \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
27941	U	L				7.901	0.131	O6:pe SB
101425	D	IA				8.851	0.088	O6e
109556	U	IA				5.128	0.036	O6e
37074	U	GCAS?		2.983		6.868	0.054	O8V:pevar
97796	U	IA				6.232	0.047	O8e
99768	M	IA				7.197	0.048	O8e
30722	U	IA				6.617	0.043	O9:pe
18350		IA				6.825	0.044	O9.5pe
10147	U	IA?		6.330	36.900	9.910	0.182	Bpe
26566	U	XNG/L				9.267	0.256	Bpe
30800	U	GCAS				8.049	0.410	Bpe (shell)
31236	U	IA				7.657	0.092	Be
34042	R	IN/L				9.765	0.346	Bpe
53444	U	L/IA? ^a				8.783	0.438	Bep
72616	U	IA				9.976	0.132	Be
87136	U	IA				9.016	0.119	Be
106628	U	L				9.197	0.143	Bpe
114154	U	GCAS?		38.856	38.956	7.091	0.189	Bpe
4427	U	GCAS				2.138	0.029	B0IV:evvar
25114	U	I/L?				7.472	0.121	B0IVpe
34116	U	GCAS				7.100	0.265	B0IV:e
89158	D	IA				9.825	0.296	B0Vpe
107164	U	L?				6.948	0.052	B0V:pe
32586	U	IA?		19.235	0.267 19.113	8.986	0.091	B0:nnpe
14166	U	IA				8.971	0.093	B0.5:V:pe

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle Hp \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
68817	U	SPB?		0.951	0.951	9.010	0.106	B0.5Ve
74654	U	IA				8.233	0.106	B0.5Vne
115244	P	SPB?	3.387			8.753	0.223	B0.5Vpe
11722	U	IA				9.062	0.183	B1IIIe
38070	U	IA				4.443	0.034	B1IV:nne
111785	U	L				9.270	0.121	B1:IV:nnpe
9017	U	L/IA?				9.835	0.324	B1V:pe
9538	U	IA?		25.638		8.157	0.158	B1:V:pe
14626	U	L/IA?		250.000	271.739	6.537	0.098	B1V:e
19008	U	IA				8.229	0.145	B1Vnnpe
23436	U	L/IA				8.403	0.356	B1Ve
24029	U	L				8.182	0.375	B1Ve
25302	U	GCAS				4.806	0.145	B1V:pe
26574	U	IA				8.474	0.118	B1Vne
26998	U	IA				6.815	0.080	B1Vpe
27850	U	I/L?				8.440	0.203	B1Vnne
30214	U	GCAS				5.539	0.116	B1Vpe SB
30452	U	L?				8.459	0.116	B1Vne
57569	U	GCAS				8.936	0.256	B1Vne
65693	U	IA				9.227	0.108	B1Vpe
65848	U	GCAS?			5.115	7.711	0.121	B1Vpe
81256	U	GCAS				9.528	0.319	B1:Ve
90768	U	IA				7.452	0.063	B1Vne
91946	U	IA				7.891	0.063	B1:V:npe
92510	U	GCAS				8.656	0.202	B1V:npe
99953	U	GCAS				7.191	0.168	B1V:nnpe
102700	U	L				8.227	0.115	B1Vnnpe
105565	U	IA				7.565	0.095	B1Vne
105699	U	GCAS				7.637	0.254	B1Ve

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
110287	U	GCAS				7.263	0.122	B1:V:nnpeva
110672	U	GCAS				4.742	0.040	B1Ve
76013	U	IA				5.356	0.105	B1npe
103632	U	BCEP?				4.719	0.039	B1ne
115224	U	L				8.620	0.124	B1npe
63688	U	GCAS				5.944	0.103	B1.5IIIne
32759	U	GCAS				3.469	0.146	B1.5IVne
74147	U	GCAS?		15.643		6.977	0.128	B1/2IVne
18424	U	IA				7.817	0.110	B1.5Vne
55524	U	?		17.858		9.295	0.147	B1.5Ve
109113	U	IA				9.732	0.118	B1.5V:nne:
33676	U	IA				9.246	0.107	B1/B2e
6027	U	IA?		6.294	6.294	6.886	0.078	B2IIIne+...
31019	U	I/IA				6.757	0.152	B2:IIIpshev
49743	U	GCAS				7.972	0.304	B2IIIe
59173	P	SPB:	1.295			4.405	0.040	B2IIIne
67861	U	GCAS?			4.260	5.851	0.270	B2IIIe
85079	U	GCAS				5.208	0.054	B2IIIne
38994	U	GCAS				5.760	0.110	B2IVnpe
44626	P	?	137.700			4.610	0.101	B2IVe
49934	U	GCAS				5.716	0.123	B2IVnpe
59196	U	GCAS				2.511	0.138	B2IVne
64359	U	IA			0.841	8.064	0.081	B2IVpe
83323	U	SPB?		6.098	6.087	6.224	0.090	B2IVne
10463	U	IA				7.850	0.072	B2IV-Ve
26064	P	SPB	1.037			5.655	0.095	B2IV-Ve
35037	U	GCAS				3.968	0.213	B2IV/Ve
67472	U	GCAS				3.390	0.064	B2IV-Ve
102195	U	GCAS				6.633	0.082	B2IV-Ve

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
8068	U	GCAS				3.986	0.107	B2Vpe
8980	U	GCAS				7.049	0.187	B2Vne
16195	U	GCAS				8.397	0.346	B2V:e
16941	U	L/IA				7.765	0.142	B2Vne
20922	U	GCAS				5.530	0.084	B2V:ne
22024	U	GCAS			4.782	5.756	0.090	B2Ve
23883	U	GCAS				5.871	0.146	B2Ve
24118	U	GCAS?		1.657		8.248	0.107	B2Vne
24238	U	IA				7.836	0.067	B2:V:nne
24326	U	L				7.379	0.220	B2V:pe
26354	P	?	16.861			9.069	0.281	B2Ve
28744		IA				5.220	0.027	B2Vne+
29563	U	IA				8.087	0.112	B2Ve
30992	U	GCAS?		22.222		8.928	0.129	B2Ve
31199	U	L?				8.071	0.093	B2Vne
31894	U	L		249.990		8.762	0.250	B2V:pe
32947	U	SPB?		2.369		6.920	0.056	B2Ve
33119	U	IA?		24.387		8.721	0.096	B2Vnne
33267	U	GCAS				7.804	0.180	B2Vne
34839	D	IA				8.530	0.094	B2Ve
34852	U	GCAS				7.826	0.194	B2Vn(e)
35933	U	GCAS?		6.677		6.381	0.209	B2Ve
35951	U	GCAS				5.197	0.306	B2Vne
36250	U	SPB?		1.915		8.514	0.115	B2V:ne
36404	U	GCAS				7.723	0.197	B2V:ne
36778	U	GCAS				5.392	0.178	B2Vne
38855	U	GCAS/IA?		2.183	2.182	7.750	0.106	B2V(ne)
41501	U	GCAS				7.678	0.212	B2V:e
54572	U	GCAS				7.701	0.106	B2Ve

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
58794	U	GCAS				7.562	0.236	B2Vne
64578	U	SPB?		6.491		7.984	0.109	B2Vpe
71264	U	GCAS				9.098	0.308	B2Vne
79038	P	SPB	2.863			9.301	0.110	B2Ve
80569	U	GCAS				4.293	0.136	B2Vne
80721	U	GCAS				7.358	0.265	B2Ve
84745	U	GCAS?		1.966		7.902	0.196	B2V:ne
85792	U	GCAS				2.780	0.087	B2Vne
86253	U	GCAS/SPB?		1.292		8.256	0.212	B2Vne
88149	U	GCAS?		4.695		4.717	0.180	B2Ve
90610	U	GCAS				6.621	0.113	B2Vnne
91130	U	GCAS				8.091	0.106	B2Vnne
100574	U	GCAS				5.803	0.095	B2Vne
100744	U	GCAS				7.260	0.208	B2Ve
104883	U	GCAS?			1.709	8.733	0.279	B2Ve
105138	U	GCAS				4.334	0.283	B2Vne
106079	U	GCAS				7.619	0.102	B2V:nne:
106620	U	GCAS				8.155	0.102	B2Vne
117514	U	GCAS				7.744	0.122	B2Vn(e)
40274	U	L				4.721	0.230	B2ne
50843	U	SDOR/L				7.599	0.574	B2evar
53461	U	L				7.261	1.322	B2:pe
62027	U	SPB?		1.880		5.339	0.056	B2pe
100044	U	L				4.863	0.172	B2pe
51265	U	GCAS				6.418	0.063	B2/B3III:ne
97607	U	GCAS				6.465	0.048	B2.5IVe
105623	U	GCAS				6.739	0.145	B2.5IVne
15520	U	GCAS			0.108	4.697	0.057	B2.5Vne
21626	U	L/IA				7.639	0.096	B2.5Vne

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
23734	U	GCAS				5.179	0.140	B2.5Ve
39172	U	GCAS?		22.713		6.450	0.114	B2.5Ve
46147	U	GCAS?		40.036	39.984	7.892	0.228	B2/3V(e)
77452	U	GCAS				7.925	0.068	B2/B3Vnne
88123	U	SPB?		4.254		7.345	0.089	B2/B3V:ne
108226	U	GCAS				5.881	0.048	B2.5Ve
26594	U	GCAS				4.490	0.073	B3IIIe
89605	U	GCAS				5.349	0.080	B3IIIpe
105268	U	GCAS				5.172	0.130	B3IVe
26872	U	I?				7.252	0.150	B3Vne
28783	U	I?		0.090	0.091	7.274	0.119	B3Ve
30867	U	IA			11.204	3.792	0.063	B3Ve
32434	U	GCAS				6.160	0.072	B3Vne
33200	U	I?		1.913	1.908	7.577	0.223	B3Ve
37675	U	GCAS				6.527	0.145	B3Vne
40397	U	BCEP?		0.449	0.449	6.397	0.055	B3Vnne
41599	U	IA				6.543	0.049	B3Vnne
43105	U	GCAS				4.439	0.046	B3Vne
43229	U	IA				9.076	0.162	B3Vn:e
43792	U	GCAS				8.093	0.069	B3Vne
44213	U	GCAS				6.009	0.075	B3Vne
56252	U	GCAS?			2.279	8.621	0.119	B3Ve
67809	U	GCAS				7.567	0.271	B3Vnne
71668	U	IA				6.859	0.087	B3Vne
82868	U	I/IA				6.310	0.089	B3Vnpe
86487	P	BCEP	0.528			7.279	0.055	B3Vne
89977	U	BCEP?		0.439	0.434	6.133	0.073	B3Ve
95673	U	GCAS				6.260	0.075	B3Ve
110177	U	GCAS				8.374	0.198	B3:Ve

Continued on next page

Tab. D.3 – continued from previous page

HIP	Var.	Var.	HIP	New	CK	$\langle H_p \rangle$	Ampl.	Sp.
$N_o.$	flag	type	P(d)	P(d)	P(d)	(mag)	(mag)	type
27459	U	IA				8.065	0.104	B3:pe:shell
33493	U	BCEP?		0.852	0.852	7.125	0.097	B3ne

This Table is the longer version of Table 5.6.

The columns are: the HIPPARCOS number, the HIPPARCOS variability flag, the variability type we assigned them in this study, the HIPPARCOS period (if any), the new periods found in this study (2 columns, for a possible second period), the periods found by Koen & Eyer (2002) (if any), the H_p magnitude, the mean amplitude calculated here and the spectral type according to the Vizier database.

(a) The star is referred to as a EB/GS in the HIPPARCOS catalog with a period of $P=62.086d$, but we do not see any eclipse in the folded lightcurve in this study.

(b) We classified as GCAS, the irregularly variable stars (no periods) of type BIII-Ve. When a star has no spectral class but only the spectral type O or B, we classified it as IA.

D.4 Étoiles OB supergéantes au dessus de T_h

TAB. D.4: OMSG stars above the threshold T_h .

HIP $N_o.$	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	$\langle H_p \rangle$ (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
39429	M	IA?		1.880		2.136	0.026	O5Iaf	
106886	U	IA				5.644	0.049	O6 (f)	
82775	U	IA				5.829	0.040	O8Iab+...	
37334	U	IA				7.749	0.093	O8/O9Ib:	
82783	U	IA				6.384	0.051	O9Ia	
63117	U	ACYG?		1.845	2.003	5.372	0.045	O9Ib	
25050	P	M?	394.420			9.608	2.248	O9II	
22783	U	L/IA?		1.776	0.885	4.295	0.040	O9.5Ia SB:	
97757	U	ACYG?		5.234	5.233	5.605	0.051	O9.5Ia	
101186	U	ACYG?		1.832	2.414	0.085	7.215	0.062	O9.5Ia
83706	P	ACYG	16.106			6.243	0.041	O9.5Iab	
26727	D	IA				1.679	0.029	O9.5Ib SB	
83973	U	ACYG?		1.220		7.008	0.054	O9.5Ib	
104695	U	IA				7.809	0.060	O9.5Ib	
109017	M	ACYG?		1.264		5.121	0.028	O9.5Ib	
31766	U	ACYG?		3.548	6.359	3.549	6.263	0.053	O9.5II
64094	U	ACYG?		1.748			5.482	0.037	O9.5II
86605	U	IA				9.856	0.148	O9.5-B1Ia(p)	
26311	U	IA				1.623	0.041	B0Ia	
51866	U	ACYG?			3.930	6.513	0.056	B0Ia	
68902	U	IA				6.457	0.047	B0Ia	
81122	U	IA				4.919	0.029	B0Ia	
90950	P	ACYG	2.420			6.912	0.057	B0Ia/ab	
58998	U	ACYG?			3.853	7.392	0.085	B0Iab:pe	
65637	U	GCAS				7.631	0.168	O9/B1Iab:e:	

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)		CK P(d)	< H_p > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
82171	U	IA					5.548	0.038	B0Iab
3197		IA					9.334	0.105	B0Ib
53479	U	ACYG?		16.972			7.413	0.071	B0Ib
98298	U	ACYG?		2.797		2.798	8.987	0.094	B0Ib
105811	U	ACYG?		2.020	3.049	3.048	5.890	0.045	B0Ib
106285	U	ACYG?		1.056			7.513	0.054	B0Ib
43989	U	?		5.751		5.750	7.127	0.061	B0II
114990	U	L					8.589	0.083	B0II
13736	U	IA?		1.438		0.736	9.198	0.098	B0II-III
27366	U	IA					2.004	0.038	B0.5Iavar
63170	U	IA					7.479	0.088	B0.5Ia
65129	U	ACYG?		10.309		13.382	6.089	0.066	B0.5Ia
78145	U	ACYG?		2.209			8.032	0.069	B0.5Ia
82676	U	IA					5.517	0.039	B0.5Ia
89439	U	IA				2.209	5.344	0.031	B0/1Ia/ab
100804	U	ACYG?		0.994		3.007	7.624	0.073	B0.5Ia
50068	U	IA					8.536	0.077	B0.5Iab
70228	U	IA				0.087	7.458	0.057	B0.5Iab
89129	U	IA					8.739	0.103	B0.5Iab:ne
50598	U	ACYG?		1.154		0.090	7.244	0.057	B0.5Ib
51857	P	ACYG	6.445				6.739	0.049	B0.5Ib
52762	U	IA				1.830	7.010	0.059	B0.5Ib
110817	U	IA					5.597	0.046	B0.5Ib
98740	U	IA?				0.224	8.642	0.101	B0.7II-III
2599	U	ACYG?		2.646		2.647	4.213	0.068	B1Ia
10243	U	ACYG?		1.976		2.954	8.725	0.094	B1Ia
35997	U	IA					6.824	0.064	B1Ia
50272	U	BCEP?		0.082	1.813		7.952	0.068	B1Ia
61703	U	ACYG?		4.482	1.825	4.483	6.270	0.058	B1Ia

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
63802	U	IA				8.368	0.079	B1Ia	
64324	U	ACYG?		4.425	7.186	8.143	0.080	B1Ia comp	
64896	U	ACYG?		5.119	5.118	7.905	0.088	B1Ia comp	
80945	P	ACYG	6.331			5.385	0.062	B1Ia	
82669	U	ACYG?		4.149	4.150	6.415	0.084	B1Ia	
82671	U	SDOR/L				4.836	0.076	B1Iae	
90281	U	ACYG?			9.224	6.725	0.083	B1Ia	
90907	U	ACYG?		2.273		7.964	0.086	B1Ia	
112881	U	IA				7.343	0.070	B1Ia	
10633	P	ACYG?	5.643			6.557	0.058	B1Iab	
12009	U	ACYG?		4.312	4.310	8.478	0.100	B1Iab	
54179	P	BCEP	0.703			6.633	0.067	B1Iab	
60570	U	ACYG?		5.155	5.710	6.965	0.062	B1Iab	
83603	U	IA?		0.089	0.090	7.196	0.061	B1Iab:	
89946	U	IA				7.852	0.065	B1Iab/b	
98661	U	IA				6.556	0.053	B1Iab	
100484	U	L				8.633	0.080	B1Iab	
118139	U	IA				8.230	0.072	B1Iab	
33754	U	IA				6.543	0.065	B1Ib	
43868	U	BCEP?		0.632		7.975	0.066	B1Ib	
51624	P	ACYG	3.427		1.492	3.797	0.032	B1Ib SB	
54448	U	ACYG?		2.473	2.471	7.670	0.082	B1Ib	
100409	U	IA				7.608	0.060	B1Ib	
34561	U	ACYG?		2.694		6.055	0.036	B1Ib/II	
36168	U	IA?		111.116	2.606	109.890	5.574	0.101	B1II
58748	P	SPB	3.688			6.793	0.062	B1II	
81733		IA				5.643	0.031	B1II	
89404	U	L?				8.416	0.141	B1Ib/II	
30324	P	BCEP	0.251			1.890	0.030	B1II/III	

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
59678	P	ACYG	2.878			6.261	0.068	B1.5Ia	
75224	U	ACYG?		15.625		7.956	0.089	B1.5Ia	
78310	U	IA				7.124	0.050	B1.5Ia	
80782	P	ACYG	4.818			5.430	0.064	B1.5Iap	
90267	P	ACYG	6.750			8.300	0.141	B1.5Ia comp	
98863	U	ACYG?		3.497	0.947	5.738	0.065	B1.5Ia comp	
100548	U	ACYG?		2.416		7.157	0.075	B1.5Ia	
43443	P	ACYG	1.938			7.714	0.087	B1.5Iab	
4567	U	IA				7.863	0.081	B1.5Ib	
34569	U	L				9.081	0.241	B1/B2Ib:	
35769	U	L/ACYG?			21.505	7.146	0.286	B1/B2Ib/IIIn	
92152	U	IA				9.706	0.126	B1/B2Ib	
34429	U	IA				8.608	0.081	B1/B2II	
41586	P	BCEP	0.206			7.643	0.059	B1/B2II	
88126	U	SPB?		3.058	1.515	7.397	0.062	B1/B2II	
88884	P	BCEP	0.169			7.955	0.066	B1/B2II	
94793	P	BCEP	0.182			8.342	0.119	B1.5II-III	
10816	U	L/IA?		0.089	0.089	6.780	0.080	B2Ia	
11279	U	L/IA?				6.324	0.070	B2Ia	
11391	U	ACYG?		1.367	1.367	7.329	0.066	B2Ia	
28716	P	ACYG	2.868			4.697	0.057	B2Iavar	
36727	U	IA?		0.089	0.089	8.291	0.075	B2Ia	
45467	U	GCAS?		3.115	3.116	7.570	0.151	B2Iape	
56050	U	IA				6.533	0.078	B2Ia	
67206	U	ACYG?		5.682	8.962	6.645	0.044	B2Ia	
74660	U	L				8.108	0.170	B2Ia	
108476	U	ACYG?		1.062		8.979	0.139	B2Ia:	
83574	U	ACYG?		1.593	1.593	4.915	0.063	B2Iab	
8415	U	ACYG?		1.927	2.857	1.927	7.502	0.056	B2Ib

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< Hp > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
30041	U	BCEP ^a		2.584	5.926	8.574	0.085	B2Ibp:	
91725	U	AYCG?		9.263		8.242	0.074	B2Ibe	
100391	U	ACYG?		24.391		9.088	0.115	B2Ib	
106801	U	L				4.844	0.056	B2Ib	
24072	R	IA				6.059	0.033	B2II: comp	
37036	U	BCEP ^b		1.051	0.181	5.651	0.032	B2II	
37040	U	L?		9.095	0.090	8.775	0.116	B2II	
37471	U	IA?		3.905		8.213	0.081	B2II	
77645	P	SPB	1.467			5.783	0.034	B2II	
82199	U	IA				8.237	0.070	B2Ib/II	
86515	D	IA				7.971	0.453	B2II	
44790	P	BCEP	0.216			6.781	0.068	B2II/III	
92609	U	IA			6.181	4.168	0.089	B2II-III	
52405	U	ACYG?		14.711	14.680	5.444	0.079	B2.5Ia	
29225	P	ACYG	6.807			5.800	0.057	B2.5Ib	
55207	P	ACYG	1.453			8.910	0.162	B2/B3Ib/II	
65247	U	IA				5.870	0.052	B2.5Ib	
31088	U	?		2.131		6.740	0.040	B2/B3II:	
274	U	ACYG?		2.880	1.348	2.881	6.336	0.072	B3Ia
10805	U	L/IA?			1.625	6.699	0.093	B3Ia	
29840	P	ACYG	13.700			6.364	0.076	B3Ia	
33977	P	ACYG	24.440			3.008	0.076	B3Ia	
43082	U	SPB?		1.086	1.086	5.520	0.051	B3Ia	
51150	U	ACYG?		1.600	1.601	7.171	0.070	B3Ia	
89203	U	ACYG?		1.404		7.264	0.079	B3Ia/Iab	
89641	U	IA				6.812	0.052	B3Ia/Iab	
93904	U	ACYG?		5.917	5.912	7.539	0.080	B3Ia	
102724	U	L			4.885	4.922	0.053	B3Ia	
117884	U	L				7.343	0.084	B3Ia	

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
5649	U	IA				8.472	0.086	B3Ib	
28513	U	IA			109.529	7.493	0.055	B3Ib	
62913	U	ACYG?		56.956	57.110	6.977	0.160	B3Ib:	
62953	U	ACYG?		2.890	2.891	6.853	0.063	B3Ib	
110200	U	ACYG?		1.220		9.009	0.103	B3Ib	
40139	U	L			4.211	7.898	0.143	B3II	
100771	U	L?				7.837	0.090	B3II	
109606	U	SPB?		200.000	2.890	211.862	9.658	0.150	B3II:
32682	U	IA?		4.348	2.559	6.116	0.048	B3II-III	
34355	U	SPB?		1.261	1.671	8.394	0.129	B3II-III	
89963	U	L				8.475	0.135	B2/5Ia(e)	
85020	U	IA				6.446	0.074	B4Ia+...	
99527	U	L			0.089	9.351	0.452	B4Ieq-K2Ib	
37444	U	ACYG?		1.534	0.798	7.783	0.077	B4Iab	
4006	U	IA			12.912	7.004	0.074	B5Ia	
10227	U	ACYG?		2.653	2.654	6.466	0.062	B5Ia	
35904	U	L			4.704	2.422	0.093	B5Ia	
45085	U	IA				5.055	0.071	B5Ia	
57808	U	ACYG?		2.977	2.980	6.608	0.065	B5Ia	
62931	U	ACYG?		9.536	9.536	5.967	0.065	B5Ia	
108714	U	L			2.318	9.475	0.123	B5Ia	
7088		ACYG?		1.866		7.627	0.056	B5Iab	
25984	U	L?				4.801	0.053	B5Iab	
32786	U	IA				7.151	0.069	B5Iab/b	
42679	U	IA			8.291	5.269	0.073	B5Iab	
53109	P	ACYG	3.296			6.972	0.063	B5Iab	
110500	U	IA				7.983	0.068	B5Iab	
3932		IA				7.672	0.062	B5Ib	
7232	U	ACYG?		58.823	58.651	7.351	0.081	B5Ib	

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP No.	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type	
35355	U	ACYG?		0.094	2.698	0.094	8.987	0.107	B5Ib
53996	U	ACYG?		2.933			7.041	0.066	B5Ib
35829	U	IA					9.056	0.160	B5Ib/II
9997	U	ACYG?		47.621			7.698	0.081	B6Ia
11769	U	ACYG ^c		5.780	5.783		7.175	0.059	B6Ia
19404	U	IA					8.161	0.077	B6Ia
6229	U	ACYG?		5.405			7.079	0.059	B6Ib
51676	U	IA?			1.115		6.201	0.053	B7Ia
95657	U	L					6.956	0.122	B7Ia
97472	P	ACYG	27.971				7.054	0.111	B7Ia:e
45675	U	ACYG?		1.695	1.695		5.977	0.072	B7Iab
36706	U	IA					8.147	0.097	B7Ib
11115	U	ACYG?		31.250			7.128	0.060	B8Ia
13022	U	IA					8.269	0.075	B8Ia
24436	P	ACYG	2.075				0.193	0.039	B8Ia
59003	U	ACYG?		2.490	1.454		6.354	0.054	B8Ia-Iab
62722	U	IA					7.280	0.051	B8Ia
78207	U	IA					4.935	0.049	B8Ia/Iab
96397	U	L?					8.318	0.082	B8Ia
97209	U	IA					7.166	0.059	B8Ia
103312	U	L?					5.799	0.075	B8Ia
11841	U	IA					8.497	0.078	B8Iab
51310	P	ACYG	2.399				7.684	0.062	B8Iab
66904	M	BCEP?		0.461			6.928	0.042	B8Iab:
84238	U	ACYG?		11.650			6.674	0.048	B8Iab-Ib
10926	U	ACYG?		0.895	6.467		6.863	0.066	B8Ib
13608	U	IA			94.607		7.857	0.070	B8Ib
15698	U	IA					8.676	0.085	B8Ib
106071	U	IA					7.004	0.047	B8Ib

Continued on next page

Tab. D.4 – continued from previous page

HIP <i>N_{o.}</i>	Var. flag	Var. type	HIP P(d)	New P(d)	CK P(d)	< <i>H_p</i> > (mag)	Ampl. (mag)	Sp. type
108165	U	ACYG?		1.410		5.902	0.060	B8Ibvar
39919	P	ACYG	17.028			5.635	0.034	B8Ib/II

This Table is the appended version Table 5.7.

The columns are: the HIPPARCOS number, the HIPPARCOS variability flag, the variability type we assigned them in this study, the HIPPARCOS period (if any), the new periods found in this study (2 columns, for a possible second period), the periods found by Koen & Eyer (2002) (if any), the *H_p* magnitude, the mean amplitude calculated here and the spectral type according to the Vizier database.

ACYG type was attributed to variable stars of spectral class Ia-Iab-Ib, and some I/II.

- (a) HIP30041 is reported to have a period $P=0.2d$.
- (b) HIP37036 is reported to have a period $P=0.162d$.
- (c) HIP11769 is reported to have a period $P=16.1d$.

Bibliographie

- Abbott, D. C. & Hummer, D. G. 1985, ApJ, 294, 286
- Abbott, D. C. & Conti, P. S. 1987, ARA&A, 25, 113
- Abbott, M. J. & Friend, D. B. 1989, ApJ, 345, 505
- Acker, A., & Neiner, C. 2003, A&A, 403, 659
- Anderson, L. S. 1989, ApJ, 339, 558
- Annuk, K. 1991, in van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.) Proc. IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies, Kluwer, Dordrecht, 245
- Annuk, K. 1995, in K.A. van der Hucht and P.M. Williams (eds.), IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 231
- Antokhin, I., Bertrand, J.-F., Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., & Matthews, J. 1995, AJ, 109, 817
- Auer, L. H. & Mihalas, D. 1972, ApJS, 24, 193
- Balona, L. A., Egan, J., & Marang, F. 1989, MNRAS, 240, 103
- Balona, L. A. & Dziembowski, W. A. 1999, MNRAS, 309, 221
- Bertiau, F. C. & Grobben, J. 1969, Ricerche Astronomiche, 8, 1
- Bevington, P. R. 1969, Data reduction and error analysis for the physical sciences (New York: McGraw-Hill, 1969)
- Blecha, A., Schaller, G., & Maeder, A. 1992, Nature, 360, 320
- Bratschi, P. & Blecha, A. 1996, A&A, 313, 537
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, ApJ, 195, 157
- Chandrasekhar, S. 1961, Hydrodynamic and hydromagnetic stability (International Series of Monographs on Physics, Oxford: Clarendon)

- Choudhuri, A. R. 1998, *The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists* (The physics of fluids and plasmas : an introduction for astrophysicists by Arnab Rai Choudhuri. New York : Cambridge University Press)
- Conti, P. S. 2000, *PASP*, 112, 1413
- Conti, P. S. & Leep, E. M. 1974, *ApJ*, 193, 113
- Cowling, T. G. 1941, *MNRAS*, 101, 367
- Cox, J. P. 1980, *Theory of stellar pulsation* (Research supported by the National Science Foundation Princeton, NJ, Princeton University Press, 393 p.)
- Cranmer, S. R. & Owocki, S. P. 1996, *ApJ*, 462, 469
- Crowther, P. A. & Willis, A. J. 1993, *Space Science Reviews*, 66, 85
- Crowther, P. A., Smith, L. J., & Willis, A. J. 1995, *A&A*, 304, 269
- Crowther, P. A. & Smith, L. J. 1997, *A&A*, 320, 500
- de Jager, C. 1980, *Geophysics and Astrophysics Monographs*, 19, p.343
- de Jong, J. A., Henrichs, H. F., Schrijvers, C., Gies, D. R., Telting, J. H., Kaper, L., & Zwarthoed, G. A. A. 1999, *A&A*, 345, 172
- de Jong, J. A., Henrichs, H. F., Kaper, L., Nichols, J. S., Bjorkman, K., Bohlender, D. A., Cao, H., Gordon, K., Hill, G., Jiang, Y., Kolka, I., Morrison, N., Neff, J., O'Neal, D., Scheers, B., & Telting, J. H. 2001, *A&A*, 368, 601
- Dessart, L. & Owocki, S. P. 2002, *A&A*, 383, 1113
- Donati, J.-F., Babel, J., Harries, T. J., Howarth, I. D., Petit, P., & Semel, M. 2002, *MNRAS*, 333, 55
- Duquennoy, A., Mayor, M., & Halbwachs, J.-L. 1991, *A&AS*, 88, 281
- Dziembowski, W. A. 1994, in L.A. Balona, H.F. Henrichs and J.-M. LeContel (eds.), *IAU Symp. 162: Pulsation; Rotation; and Mass Loss in Early-Type Stars*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 55
- Eddington, A. S. 1918, *MNRAS*, 79, 2
- Ergma, E. & Yungelson, L. R. 1998, *A&A*, 333, 151
- ESA, 1997, *The Hipparcos and Tycho Catalogues*, vol 1-17
- Figer, D. F. 2005, *Nature*, 434, 192
- Fullerton, A. W., Gies, D. R., & Bolton, C. T. 1996, *ApJS*, 103, 475
- Fullerton, A. W., Massa, D. L., Prinja, R. K., Owocki, S. P., & Cranmer, S. R. 1997, *A&A*, 327, 699

- Fullerton, A. W. 2005, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 207,
- Garcia-Segura, G., Langer, N., & Mac Low, M.-M. 1996, *A&A*, 316, 133
- Garmany, C. D., Conti, P. S., & Chiosi, C. 1982, *ApJ*, 263, 777
- Garmany, C. D. & Stencel, R. E. 1992, *A&AS*, 94, 211
- Gautschy, A. & Glatzel, W. 1990, *MNRAS*, 245, 597
- Gautschy, A. & Saio, H. 1995, *ARA&A*, 33, 75
- . 1996, *ARA&A*, 34, 551
- Gayley, K. G., Owocki, S. P., & Cranmer, S. R. 1995, *ApJ*, 442, 296
- Gelderman, R., Carini, M. T., Davis, D. R., Everett, M. E., Guinan, E. F., Howell, S. B., Marchenko, S. V., Mattox, J. R., McGruder, C. H., & Walter, D. K. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 559
- Gies, D. R. 2003, in K.A. van der Hucht et al. (eds.), *IAU Symposium 212: A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova.*, San Francisco ASP, 91
- Glatzel, W., Kiriakidis, M., & Fricke, K. J. 1993, *MNRAS*, 262, L7
- Glatzel, W. 1994, *MNRAS*, 271, 66
- Glatzel, W. & Mehren, S. 1996, *MNRAS*, 282, 1470
- Glatzel, W. 1997, in A. Nota & H.J.G.L.M. Lamers (eds.), *ASP Conf. Ser. 120: Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition*, ASP Conf. Series, 128
- Glatzel, W., Kiriakidis, M., Chernigovskij, S., & Fricke, K. J. 1999, *MNRAS*, 303, 116
- Gräfener, G. & Hamann, W.-R. 2005, *A&A*, 432, 633
- Grosdidier, Y., Moffat, A. F. J., Blais-Ouellette, S., Joncas, G., & Acker, A. 1999, in K.A. van der Hucht, G. Koenigsberger, P.R.J. Eenens (eds.), *IAU Symp. 193: Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, San Francisco ASP, 356
- Grosdidier, Y., Acker, A., & Moffat, A. F. J. 2001, *A&A*, 370, 513
- Hamann, W.-R. 1986, *A&A*, 160, 347
- Hamann, W.-R. 1991, in van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.) *Proc. IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, Kluwer, Dordrecht, 81
- Hamann, W. R., Koesterke, L., & Wessolowski, U. 1993, *A&A*, 274, 397
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 1998, *A&A*, 335, 1003
- Hamann, W.-R., Brown, J. C., Feldmeier, A., & Oskinova, L. M. 2001, *A&A*, 378, 946

- Harmanec, P., Bisikalo, D. V., Boyarchuk, A. A., & Kuznetsov, O. A. 2002, *A&A*, 396, 937
- Harries, T. J., Babler, B. L., & Fox, G. K. 2000, *A&A*, 361, 273
- Harries, T. J., Hillier, D. J., & Howarth, I. D. 1998, *MNRAS*, 296, 1072
- Harries, T. J., Howarth, I. D., Schulte-Ladbeck, R. E., & Hillier, D. J. 1999, *MNRAS*, 302, 499
- Harries, T. J., Monnier, J. D., Symington, N. H., & Kurosawa, R. 2004, *MNRAS*, 350, 565
- Henrichs, H. F., Hammerschlag-Hensberge, G., Howarth, I. D., & Barr, P. 1983, *ApJ*, 268, 807
- Herald, J. E., Schulte-Ladbeck, R. E., Eenens, P. R. J., & Morris, P. 2000, *ApJS*, 126, 469
- Hillier, D. J. 1991, in van der Hucht K.A., Hidayat B. (eds.) *Proc. IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*, Kluwer, Dordrecht, 59
- Hillier, D. J. & Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- . 1999, *ApJ*, 519, 354
- Hillier, D. J. & Lanz, T. 2001, in G. Ferland (eds.), *ASP Conf. Ser. 247: Spectroscopic Challenges of Photoionized Plasmas*, San Francisco: ASP, 343
- Hillier, D. J. 2003, in K.A. van der Hucht et al. (eds.), *IAU Symposium 212: A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova.*, San Francisco ASP, 70
- Howarth, I. D., Prinja, R. K., & Massa, D. 1995, *ApJ*, 452, L65
- Howell, S. B. 1992, *ASP Conf. Ser. 23: Astronomical CCD Observing and Reduction Techniques*, 23
- Hubeny, I., Heap, S. R., & Lanz, T. 1998, in I. Howarth (eds.), *ASP Conf. Ser. 131: Properties of Hot Luminous Stars*, San Francisco ASP, 108
- Jerzykiewicz, M. 1994, in L.A. Balona, H.F. Henrichs and J.-M. LeContel (eds.), *IAU Symp. 162: Pulsation; Rotation; and Mass Loss in Early-Type Stars*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 3
- Kaper, L., Henrichs, H. F., Nichols, J. S., Snoek, L. C., Volten, H., & Zwarthoed, G. A. A. 1996, *A&AS*, 116, 257
- Kaper, L., Henrichs, H. F., Nichols, J. S., & Telting, J. H. 1999, *A&A*, 344, 231
- Kiriakidis, M., Fricke, K. J., & Glatzel, W. 1993, *MNRAS*, 264, 50
- Koen, C. & Eyer, L. 2002, *MNRAS*, 331, 45

- Koenigsberger, G., Moreno, E., & Cervantes, F. 2002, in A. F. J. Moffat and N. St-Louis (eds.), ASP Conf. Ser. 260: Interacting Winds from Massive Stars, San Francisco ASP, 507
- Koesterke, L. & Hamann, W.-R. 1995, A&A, 299, 503
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to Stellar Winds (Introduction to Stellar Winds, by Henny J. G. L. M. Lamers and Joseph P. Cassinelli, pp. 452. Cambridge, UK: Cambridge University Press)
- Lamers, H. J. G. L. M. & Nugis, T. 2002, A&A, 395, L1
- Langer, N., Hamann, W.-R., Lennon, M., Najarro, F., Pauldrach, A. W. A., & Puls, J. 1994, A&A, 290, 819
- Langer, N. 1997, in A. Nota & H.J.G.L.M. Lamers (eds.), ASP Conf. Ser. 120: Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition, ASP Conf. Series, 83
- Langer, N., García-Segura, G., & Mac Low, M.-M. 1999, ApJ, 520, L49
- Ledoux, P. 1945, ApJ, 102, 143
- Ledoux, P. & Walraven, 1958, Handbuch der Physik (ed. S. Flügge, Springer-Verlag, Berlin), vol. 51, 353p
- Leitherer, C., Chapman, J. M., & Koribalski, B. 1995, ApJ, 450, 289
- Lépine, S. 1996, in J.-M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, G. Rauw (eds.), 33rd Liege International Astrophysical Colloquia, Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution, Kluwer, 253
- Lépine, S. & Moffat, A. F. J. 1999, ApJ, 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., Marchenko, S. V., Dalton, M. J., Crowther, P. A., Smith, L. J., Willis, A. J., Antokhin, I. I., & Tovmassian, G. H. 2000, AJ, 120, 3201
- Lucy, L. B. 1986, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, 255, 75
- Maeder, A. 1996, in J.-M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, G. Rauw (eds.), 33rd Liege International Astrophysical Colloquia, Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution, Kluwer, 39
- Maeder, A. 1997, in A. Nota & H.J.G.L.M. Lamers (eds.), ASP Conf. Ser. 120: Luminous Blue Variables: Massive Stars in Transition, ASP Conf. Series, 374
- Maeder, A. & Meynet, G. 2000, A&A, 361, 159
- Maeder, A., & Meynet, G. 2000, ARA&A, 38, 143

- Maeder, A. & Meynet, G. 2002, in Editor: B. Battrick, Scientific editors: F. Favata, I. W. Roxburgh & D. Galadi, ESA SP-485: Proceedings of the First Eddington Workshop on Stellar Structure and Habitable Planet Finding, Noordwijk: ESA Publications Division, 49
- . 2003, *A&A*, 411, 543
- Marchenko, S. V., Antokhin, I. I., Bertrand, J.-F., Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., Piceno, A., & Matthews, J. M. 1994, *AJ*, 108, 678
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Lamontagne, R., & Tovmassian, G. H. 1996, *ApJ*, 461, 386
- Marchenko, S. V. & Moffat, A. F. J. 1998, *ApJ*, 499, L195
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Eversberg, T., Morel, T., Hill, G. M., Tovmassian, G. H., & Seggewiss, W. 1998a, *MNRAS*, 294, 642
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., van der Hucht, K. A., Seggewiss, W., Schrijver, H., Stenholm, B., Lundstrom, I., Gunawan, D. Y. A. S., Sutantyo, W., van den Heuvel, E. P. J., de Cuyper, J.-P., & Gomez, A. E. 1998b, *A&A*, 331, 1022
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., & Grosdidier, Y. 1999, *ApJ*, 522, 433
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Vacca, W. D., Côté, S., & Doyon, R. 2002, *ApJ*, 565, L59
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Ballereau, D., Chauville, J., Zorec, J., Hill, G. M., Annuk, K., Corral, L. J., Demers, H., Eenens, P. R. J., Panov, K. P., Seggewiss, W., Thomson, J. R., & Villar-Sbaffi, A. 2003, *ApJ*, 596, 1295
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Massey, P., Conti, P. S., & Niemela, V. S. 1981, *ApJ*, 246, 145
- Matthews, J. M. & Beech, M. 1987, *ApJ*, 313, L25
- Moffat, A. F. J., Lamontagne, R., Shara, M. M., & McAlister, H. A. 1986, *AJ*, 91, 1392
- Moffat, A. F. J., Drissen, L., Lamontagne, R., & Robert, C. 1988, *ApJ*, 334, 1038
- Moffat, A. J. 2006, in A.F.J. Moffat and N. St-Louis (eds.), *Sacacomie Workshop : Massive Stars in Interacting Binaries.*, ASP, in Press.
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 1999, *ApJ*, 525, L97
- . 2002, *ApJ*, 567, L137
- Morel, T., St-Louis, N., & Marchenko, S. V. 1997, *ApJ*, 482, 470
- Morel, T., Marchenko, S. V., Eenens, P. R. J., Moffat, A. F. J., Koenigsberger, G., Antokhin, I. I., Eversberg, T., Tovmassian, G. H., Hill, G. M., Cardona, O., & St-Louis, N. 1999, *ApJ*, 518, 428

- Mullan, D. J. 1984, BAAS, 16, 522
- . 1986, A&A, 165, 157
- Nelson, G. D. & Hearn, A. G. 1978, A&A, 65, 223
- Noels, A. & Scuffaire, R. 1986, A&A, 161, 125
- Nota, A., Pasquali, A., Drissen, L., Leitherer, C., Robert, C., Moffat, A. F. J., & Schmutz, W. 1996, ApJS, 102, 383
- Nugis, T., Crowther, P. A., & Willis, A. J. 1998, A&A, 333, 956
- Nugis, T. & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, A&A, 360, 227
- Osaki, Y. 1986, PASP, 98, 30
- Otero, S. A. 2003, Informational Bulletin on Variable Stars, 5480, 1
- Owocki, S. P., Fullerton, A. W., & Puls, J. 1994, Ap&SS, 221, 437
- Owocki, S. P., Cranmer, S. R., & Fullerton, A. W. 1995, ApJ, 453, L37
- Owocki, S. P. & Puls, J. 1999, ApJ, 510, 355
- Pamyatnykh, A. A. 1999, Acta Astronomica, 49, 119
- Panov, K. P., Altmann, M., & Seggewiss, W. 2000, A&A, 355, 607
- Podsiadlowski, P. 2006, in A.F.J. Moffat and N. St-Louis (eds.), *Sacacomie Workshop : Massive Stars in Interacting Binaries.*, ASP, in Press.
- Pollock, A. M. T., Haberl, F., & Corcoran, M. F. 1995, in K.A. van der Hucht and P.M. Williams (eds.), *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 512
- Pols, O. R., Cote, J., Waters, L. B. F. M., & Heise, J. 1991, A&A, 241, 419
- Prinja, R. K., Fullerton, A. W., & Crowther, P. A. 1996, A&A, 311, 264
- Quirrenbach, A., Bjorkman, K. S., Bjorkman, J. E., Hummel, C. A., Buscher, D. F., Armstrong, J. T., Mozurkewich, D., Elias, N. M., & Babler, B. L. 1997, ApJ, 479, 477
- Robert, C. & Moffat, A. F. J. 1990, in C.D. Garmany (eds.), *ASP Conf. Series 7*, San Francisco ASP, 271
- Robert, C. 1992, Ph.D. Thesis, Université de Montréal, Canada
- Roberts, D. H., Lehar, J., & Dreher, J. W. 1987, AJ, 93, 968
- Rogers, F. J., & Iglesias, C. A. 1992, ApJS, 79, 507

- Rowe, J., Matthews, J., Kuschnig, R., Walker, G. A. H., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Weiss, W. W. 2005
- Saio, H., Baker, N. H., & Gautschy, A. 1998, *MNRAS*, 294, 622
- Samus, N. N., Durlevich, O. V., & et al. 2004, *VizieR Online Data Catalog*, 2250
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835
- Schaerer, D. & Maeder, A. 1992, *A&A*, 263, 129
- Schaerer, D. & Schmutz, W. 1994, *A&A*, 288, 231
- Schaller, G. 1991, PhD. Thesis, Analyse de stabilite au cours de l'evolution stellaire, Observatoire de Genève, 1, 348
- Schneider, H., Kiriakidis, M., Weiss, W. W., Glatzel, W., & Fricke, K. J. 1994, in L.A. Balona, H.F. Henrichs and J.-M. LeContel (eds.), *IAU Symp. 162: Pulsation; Rotation; and Mass Loss in Early-Type Stars*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 53
- Scuflaire, R. & Noels, A. 1986, *A&A*, 169, 185
- Shapiro, S. L. & Teukolsky, S. A. 1983, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars: The physics of compact objects* (Research supported by the National Science Foundation. New York, Wiley-Interscience, 663 p.)
- Shaviv, N. J. 2001, *ApJ*, 549, 1093
- Sobolev, V. V. 1960, *Soviet Astronomy*, 4, 372
- Söderhjelm, S., & Dischler, J. 2005, *A&A*, 442, 1003
- Spiegel, E. A. 1976, in R. Cayrel and M. Steinberg (eds.), *Physique des Mouvements dans les Atmospheres Stellaires* (Colloque), Paris : Editions du CNRS, 19
- Spiegel, E. A. & Zahn, J.-P. 1977, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, 71
- Springmann, U. 1994, *A&A*, 289, 505
- St-Louis, N., Dalton, M. J., Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., & Willis, A. J. 1995, *ApJ*, 452, L57
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 1999, *Nature*, 398, 487
- Underhill, A. B. & Fahey, R. P. 1984, *ApJ*, 280, 712
- Vacca, W. D., Garmany, C. D., & Shull, J. M. 1996, *ApJ*, 460, 914
- van der Hucht, K. A. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 135
- Vanbeveren, D., De Loore, C., & Van Rensbergen, W. 1998a, *A&A Rev.*, 9, 63

- Vanbeveren, D., van Rensbergen, W., & de Loore, C. 1998b, The brightest binaries (The brightest binaries by D. Vanbeveren, W. van Rensbergen and C. De Loore. Boston : Kluwer Academic, Astrophysics and space science library ; v. 232)
- Walborn, N. R., Nichols-Bohlin, J., & Panek, R. J. 1985, Atlas of O-type Spectra from 1200 to 1900 Å., NASA Reference Publication, 1155
- Walborn, N. R. & Fitzpatrick, E. L. 1990, PASP, 102, 379
- Walker, G. A. H., Yang, S., & Fahlman, G. G. 1979, ApJ, 233, 199
- Walker, G., Matthews, J., Kuschnig, R., Johnson, R., Rucinski, S., Pazder, J., Burley, G., Walker, A., Skaret, K., Zee, R., Grocott, S., Carroll, K., Sinclair, P., Sturgeon, D., & Harron, J. 2003, PASP, 115, 1023
- Walker, G. A. H., Kuschnig, R., Matthews, J. M., Reegen, P., Kallinger, T., Kambe, E., Saio, H., Harmanec, P., Guenther, D. B., Moffat, A. F. J., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Weiss, W. W., Bohlender, D. A., Božić, H., Hashimoto, O., Koubský, P., Mann, R., Ruždjak, D., Škoda, P., Šlechta, M., Sudar, D., Wolf, M., & Yang, S. 2005, ApJ, 623, L145
- Williams, P. M., Longmore, A. J., van der Hucht, K. A., Talevera, A., Wamsteker, W. M., Abbott, D. C., & Telesco, C. M. 1985, MNRAS, 215, 23P
- Williams, P. M. 1995, in K.A. van der Hucht and P.M. Williams (eds.), IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, 335
- Williams, P. M., Kidger, M. R., van der Hucht, K. A., Morris, P. W., Tapia, M., Perinotto, M., Morbidelli, L., Fitzsimmons, A., Anthony, D. M., Caldwell, J. J., Alonso, A., & Wild, V. 2001, MNRAS, 324, 156
- Wood, P. R. 1976, MNRAS, 174, 531

