

Université de Montréal

Étude du système binaire CV Ser à l'aide du satellite MOST

par
Alexandre David-Uraz

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Août, 2011

© Alexandre David-Uraz, 2011.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude du système binaire CV Ser à l'aide du satellite MOST

présenté par:

Alexandre David-Uraz

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Anthony F. J. Moffat,	directeur de recherche
Daniel Nadeau,	membre du jury

Mémoire accepté le: 26 octobre 2011

RÉSUMÉ

Ce mémoire s'intéresse au système binaire massif CV Serpentis, composé d'une Wolf-Rayet riche en carbone et d'une étoile de la séquence principale, de type spectral O (WC8d + O8-9IV).

D'abord, certains phénomènes affectant les étoiles massives sont mentionnés, de leur passage sur la séquence principale à leur mort (supernova). Au cours du premier chapitre, un rappel est fait concernant certaines bases de l'astrophysique stellaire observationnelle (diagramme Hertzsprung-Russell, phases évolutives, etc...).

Au chapitre suivant, un des aspects les plus importants de la vie des étoiles massives est abordé : la perte de masse sous forme de vents stellaires. Un historique de la découverte des vents ouvre le chapitre, suivi des fondements théoriques permettant d'expliquer ce phénomène. Ensuite, différents aspects propres aux vents stellaires sont présentés.

Au troisième chapitre, un historique détaillé de CV Ser est présenté en guise d'introduction à cet objet singulier. Ses principales caractéristiques connues y sont mentionnées.

Finalement, le cœur de ce mémoire se retrouve au chapitre 4. Des courbes de lumière ultra précises du satellite MOST (2009 et 2010) montrent une variation apparente du taux de perte de masse de la WR de l'ordre de 62% sur une période orbitale de 29.701 jours. L'analyse des résidus permet de trouver une signature suggérant la présence de régions d'interaction en corotation (en anglais *corotating interaction regions*, ou CIR) dans le vent WR. Une nouvelle solution orbitale est présentée ainsi que les paramètres de la région de collision des vents et les types spectraux sont confirmés.

Mots clés: binaires éclipsantes - étoiles : perte de masse - étoiles : vents et éjections - étoiles : Wolf-Rayet.

ABSTRACT

This thesis focuses on the massive binary CV Serpentis, consisting of a carbon-rich Wolf-Rayet star and a main-sequence O-type star (WC8d + O8-9IV).

First off, different phenomena linked to massive stars throughout their existence - from main sequence to the supernova explosion - are mentioned. The first chapter offers a brief overview of some of the basics of observational stellar astrophysics (Hertzsprung-Russell diagram, evolution, etc...).

The next chapter covers one of the most important aspects of massive stars : mass loss through stellar winds. The chapter opens with a chronology of the discovery of stellar winds, followed by the foundations of stellar wind theory. Finally, different processes involved in wind ejection are presented.

The third chapter reviews chronologically the main studies carried out on CV Ser and helps introduce this peculiar system. Its main characteristics are given in this chapter.

Finally, chapter 4 is the central part of this work. MOST light curves taken in 2009 and 2010 show what appears to be a 62% increase of the mass-loss rate over one orbital period (29.701d). There also seems to be evidence for the presence of corotating interaction regions (CIR) in the WR wind. Indeed, the analysis of the residuals yields a CIR-like signature. A new orbit is derived, as well as the wind-collision zone parameters, while the spectral types of both stars are confirmed.

Keywords: binaries: eclipsing - stars: mass-loss, stars: winds, outflows - stars: Wolf-Rayet.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES SIGLES	xi
NOTATION	xii
DÉDICACE	xiii
REMERCIEMENTS	xiv
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION	1
1.1 D'un bout à l'autre du diagramme H-R	1
1.1.1 Séquence principale	6
1.1.2 Branche asymptotique des géantes	7
1.1.3 Naines blanches	7
1.1.4 Étoiles massives dans le diagramme H-R	8
1.2 Évolution des étoiles massives	12
1.2.1 Formation	13
1.2.2 Scénarios évolutifs	15
1.2.3 Supernovæ	15
1.3 Questions ouvertes	17

CHAPITRE 2 : VENTS STELLAIRES	19
2.1 Brève chronologie de la découverte des vents stellaires et de leurs propriétés	19
2.1.1 Observations historiques	20
2.1.2 Premières preuves de l'existence des vents	21
2.1.3 Vers une théorie du vent solaire	22
2.1.4 Observations spatiales	23
2.1.5 Développements récents	24
2.2 Modèles de formation et de propagation des vents d'étoiles massives . .	24
2.3 Diagnostics des taux de perte de masse	26
2.3.1 Étude des raies d'émission et des profils P Cygni	26
2.3.2 Émission en $H\alpha$	27
2.3.3 Méthode polarimétrique	27
2.3.4 Méthode de Lamontagne	28
2.4 Structures dans les vents des étoiles massives	28
2.4.1 Inhomogénéités ("clumping")	29
2.4.2 CIR	29
2.5 Interaction entre les vents et le milieu interstellaire	30
2.5.1 Théorie	30
2.5.2 Structures autour des étoiles massives	33
2.5.3 Structures à grande échelle	38
2.6 Collision de vents	39
2.6.1 Géométrie de la zone de collision	40
2.6.2 Formation de poussière	41
2.7 Autres phénomènes	41
CHAPITRE 3 : UNE BRÈVE HISTOIRE DE CV SER	42
3.1 Les premières observations	43
3.2 Une surprise de taille !	43
3.3 Un mystère poussiéreux	46

3.4 Interrogations diverses	46
CHAPITRE 4 : ARTICLE	48
ABSTRACT	50
4.1 Introduction	50
4.2 Observations	52
4.2.1 Optical photometry	52
4.2.2 Optical spectroscopy	53
4.3 Analysis and Results	54
4.3.1 MOST 2009 Dataset	54
4.3.2 MOST 2010 Dataset	59
4.3.3 Spectroscopy	64
4.4 Discussion and Conclusions	73
CHAPITRE 5 : CONCLUSION	76
BIBLIOGRAPHIE	79

LISTE DES TABLEAUX

1.I	Correction bolométrique selon la classe d'étoiles	3
1.II	Classes de luminosité	6
2.I	Vents des étoiles massives	33
3.I	CV Ser	42
4.I	Spectroscopic Summary	53
4.II	Modified Lamontagne Fit, 2009 MOST Light Curve	56
4.III	Lamontagne Fit, 2010 MOST Light Curve	60
4.IV	WR Orbit (DAO, 2009)	65
4.V	Lührs Analysis (DAO 2009)	72

LISTE DES FIGURES

1.1	Types spectraux	4
1.2	Diagramme H-R	5
1.3	Limite de Humphreys-Davidson	10
1.4	η Car	11
1.5	WR124	13
1.6	Types de supernova	16
2.1	SN 1572	20
2.2	Interaction entre les vents et le milieu ambiant	31
2.3	Simulation d'une bulle circumstellaire	34
2.4	Évolution d'une étoile de $60 M_{\odot}$	35
2.5	Nébuleuse du Pistolet	37
2.6	Géométrie de la zone de collision de vents	40
3.1	Éclipse de 1963 de CV Ser	44
3.2	CV Ser ne montre plus d'éclipse !	44
3.3	Courbes de lumière de CV Ser (continu visible et $\lambda 4653$)	45
4.1	Clumping model	52
4.2	2009 MOST light curve	55
4.3	2009 MOST light curve periodogram	58
4.4	2009 MOST light curve time-frequency plot	58
4.5	2010 MOST light curve	60
4.6	Interdependence of fit parameters	61
4.7	2010 MOST light curve residuals	62
4.8	2010 MOST light curve periodogram	62
4.9	2010 MOST light curve time-frequency plot	63
4.10	OMM spectrum	64
4.11	DAO orbit(2009)	65

4.12	Equivalent width of two lines as a function of phase	66
4.13	CIII λ 5696 and base profile	69
4.14	Excess emission varying with phase	70
4.15	Excess FW and RV	71
4.16	Shift and add	72

LISTE DES SIGLES

AGB	Asymptotic Giant Branch (Branche asymptotique des géantes)
BSG	Blue Supergiant (Supergéante bleue)
CIR	Corotating Interaction Region (Région d'interaction en corotation)
DAC	Discrete Absorption Component (Composante discrète d'absorption)
H-R	Hertzsprung-Russell
HST	Hubble Space Telescope
IR	Infrarouge
LBV	Luminous Blue Variable (Variable lumineuse bleue)
LDW	Line Driven Winds
LMC	Large Magellanic Cloud (Grand nuage de Magellan)
MK	Morgan-Keenan
RSG	Red Supergiant (Supergéante rouge)
RT	Rayleigh-Taylor
SGS	Supergiant Shell (Coquille supergéante)
UV	Ultraviolet
WC	Étoile Wolf-Rayet riche en carbone
WN	Étoile Wolf-Rayet riche en azote
WO	Étoile Wolf-Rayet riche en oxygène
WR	Wolf-Rayet
YSO	Young Stellar Object (Objet stellaire jeune)

NOTATION

L_{\odot} Luminosité solaire

M_{\odot} Masse solaire

R_{\odot} Rayon solaire

pc Parsec

h Constante de Planck

c Vitesse de la lumière

AU Astronomical unit (Unité astronomique)

À ma mère, pour m'avoir montré que ce n'était pas une mauvaise chose que d'avoir la tête dans les étoiles.

REMERCIEMENTS

En premier lieu, il convient de remercier chaudement Anthony Moffat, mon superviseur. En effet, je n'étais qu'un pauvre étudiant un peu perdu avant qu'il ne me prenne sous son aile et me fasse découvrir les beautés de l'astrophysique. Son infinie patience et ses précieux conseils m'ont permis de progresser dans ce domaine exigeant, et il m'a été impossible de ne pas me laisser gagner par sa passion pour la recherche ainsi que sa soif de découvertes.

Je dois aussi noter l'apport exceptionnel d'André-Nicolas Chené. Par son aide technique ainsi que par son soutien moral indéfectible, il a su me motiver à me dépasser et m'a surtout rassuré lors des moments un peu plus difficiles (car il y en a toujours). Pour cela, je lui dois beaucoup.

Je remercie également l'équipe scientifique de MOST et en particulier Jason Rowe, pour son excellente réduction des données brutes. L'équipe de techniciens de l'OMM (Pierre-Luc, Ghislain et Bernard) m'a pour sa part initié aux joies (et aux frustrations) de l'observation et mérite donc ma reconnaissance.

Finalement, il serait impensable d'oublier la contribution des autres membres du groupe des étoiles massives de l'Université de Montréal (Nicole, Rémi, Antoine et Sébastien), qui m'ont tous, à un moment ou à un autre, prêté main forte, soit en répondant à mes questions, soit en me faisant apprendre de nouveaux résultats en lien avec ma recherche. Je garderai toujours d'agréables souvenirs du "club" !

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Les raisons d'étudier les étoiles sont très nombreuses. Le Soleil - une étoile - est depuis toujours la plus importante source d'énergie pour l'Homme et toutes les créatures avec lesquelles il partage la Terre. Même les atomes dont il est constitué ont été fabriqués au sein de ces immenses usines célestes. Cependant, il ne faut pas se fier aux apparences ; ces petits points lumineux, bien qu'ils puissent sembler immuables et éternels, mènent en réalité des vies parfois tumultueuses et sont le théâtre de certains des phénomènes physiques les plus intéressants et extrêmes.

Parmi ces astres, on en retrouve qui possèdent des masses énormes. Le Soleil, par exemple, n'est qu'une étoile de masse intermédiaire, alors que les plus massives peuvent facilement atteindre plusieurs dizaines de fois la masse de ce dernier. Ces étoiles massives, bien qu'elles ne constituent qu'une faible fraction du nombre total d'étoiles, jouent un rôle de premier plan dans l'évolution des galaxies : malgré leur effectif réduit, elles dominent les galaxies en luminosité (5% des étoiles procurent 95% de la luminosité), elles façonnent et enrichissent le milieu interstellaire par l'entremise de leurs vents rapides et denses, et finalement, elles meurent de façon dramatique - les explosions supernovae libèrent d'incroyables quantités d'énergie - en laissant derrière elles des cadavres exotiques (étoiles à neutrons ou trous noirs). C'est pourquoi l'étude de ces étoiles forme une branche importante de l'astrophysique stellaire.¹

1.1 D'un bout à l'autre du diagramme H-R

L'observation astronomique permet de mesurer différentes quantités relatives aux étoiles. Parmi les quantités directement mesurables (ou presque), il y a la magnitude, i.e. la brillance apparente d'une étoile (calculée sur une échelle logarithmique), vue de la Terre, ainsi que la "couleur", soit la différence entre les magnitudes mesurées dans

¹Certaines parties de ce chapitre sont grandement inspirées de Carroll & Ostlie (1996) et de Conti et al. (2008).

deux bandes de longueurs d'onde. Par exemple, dans le système photométrique UBV de Johnson (Johnson & Morgan, 1953), les couleurs U-B et B-V sont utilisées pour différencier les étoiles les unes des autres. Ces quantités peuvent être reliées à certains paramètres fondamentaux, comme la température effective et la luminosité. Cependant, ces relations ne sont pas toujours simples et dépendent du type d'étoile impliqué. Ainsi, on peut faire le lien entre la magnitude apparente et la luminosité de la manière suivante.

Tout d'abord, il faut avoir une estimation de la distance, idéalement à l'aide de la parallaxe. Une autre quantité importante à connaître est l'extinction, un indice qui permet de déterminer quelle fraction de la lumière de l'objet est absorbée par la matière inter-stellaire le long de la ligne de visée et qui est généralement connu pour différents objets. Si on travaille avec la magnitude visuelle (m_V), on obtient donc la formule suivante pour calculer la magnitude visuelle absolue, qui est définie comme étant la magnitude de l'étoile si elle se trouvait à une distance de 10 pc ($1 \text{ pc} \approx 3.0857 \times 10^{13} \text{ m}$),

$$M_V = m_V + 5 - 5 \log d - A_V \quad (1.1)$$

où d est la distance en pc et A_V est l'extinction dans la bande visuelle. Finalement, on applique un autre indice appelé correction bolométrique (BC), qui permet de calculer la magnitude bolométrique, M_{bol} , qui correspond à son tour à une luminosité bolométrique, soit la luminosité de l'étoile en tenant compte de la lumière émise à toutes les longueurs d'onde. La relation est donnée par

$$M_V + BC = M_{bol} = -2.5 \log L_*/L_\odot + 4.74, \quad (1.2)$$

où L_* représente la luminosité bolométrique de l'étoile. La correction bolométrique dépend pour sa part du type spectral de l'étoile ainsi que de sa classe de luminosité (voir tableau 1.I). Il existe aussi certaines calibrations pour la correction bolométrique, dont celle de Martins et al. (2005) pour les étoiles de type spectral O :

$$BC = 27.58 - 6.80 \log T_{eff} \quad (1.3)$$

Type spectral	Séquence principale	Géantes	Supergéantes
O3	-4.3	-4.2	-4.0
O5	-3.9	-3.8	-3.7
O7	-3.6	-3.4	-3.3
B0	-3.00	-2.9	-2.7
B1	-2.50	-2.00	-1.7
B2	-2.0	-1.6	-1.35
B3	-1.8	-1.5	-1.15
B5	-1.44	-1.3	-0.82
B7	-0.94	-1.07	-0.64
A0	-0.15	-0.24	-0.3
A5	-0.02	-0.02	0.00
F0	-0.01	0.01	0.14
F5	-0.03	-0.01	0.13
G0	-0.10	-0.13	-0.1
G5	-0.14	-0.34	-0.20
K0	-0.24	-0.42	-0.38
K5	-0.66	-1.19	-1.00
M0	-1.21	-1.28	-1.3
M2	-1.75	-1.52	-1.5
M4	-2.28		-2.50
M5	-2.59		-3.3
M8	-4.0		

Tableau 1.I – Correction bolométrique selon le type spectral et la classe de luminosité (tableau tiré de Kaler 1989).

Quant au type spectral, il est basé, tel que son nom l'indique, sur le spectre de l'étoile. En première approximation, les étoiles émettent comme des corps noirs,

$$I'(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \quad (1.4)$$

avec I' , l'intensité spécifique, λ la longueur d'onde, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et T , la température. Cependant, pour une étoile donnée, à ce profil de base s'ajoutent des raies d'absorption (ou plus rarement, d'émission) propres aux espèces chimiques en présence. La force relative de ces raies change avec la température et ces différents spectres sont catalogués par type spectral, chacun correspondant à une certaine température (voir figure 2.1). On retrouve les types O, B, A, F, G, K et M du

plus chaud au plus froid (avec les types L et T qui sont rajoutés pour les naines brunes). À l'intérieur même de chaque type il y a également des sous-types, généralement numérotés de 0 à 9, 0 étant plus proche du type précédent (donc plus chaud) et 9, plus proche du type suivant. Dans les cas intermédiaires, un sous-type demi-entier peut parfois être attribué à une étoile pour montrer que son spectre se situe à quelque part entre deux sous-types donnés.

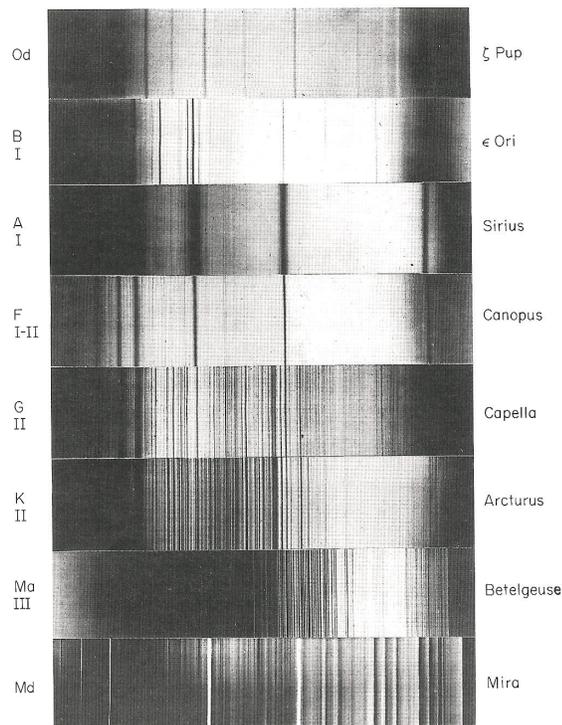


Figure 1.1 – Montage formé de plusieurs spectres datant de la fin du XIX^e siècle illustrant les différences entre les premiers types spectraux définis (tiré de Kaler 1989, provient originalement de *Annals of the Harvard College Observatory*, vol. 23, pt. II, 1901).

Il existe un outil fort utile pour visualiser les propriétés énoncées jusqu'à présent : le diagramme Hertzsprung-Russell (H-R). Développé dans les années 1910 par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell, ce diagramme peut être de nature observationnelle ou théorique. Lorsqu'il est observationnel, il met en relation les quantités observables précédemment mentionnées, soit la magnitude et la couleur (ou le type spectral). Quant au diagramme théorique, il met plutôt en relation les paramètres fondamentaux

des étoiles (luminosité, température effective) tels que calculés à partir de ces quantités. Un exemple de diagramme H-R est montré à la figure 1.2. Cette figure montre également les classes de luminosité de Morgan-Keenan (MK), un système de classification spectrale qui vient s'ajouter aux types spectraux pour tenir compte de la taille et de l'évolution des étoiles. Une liste des classes de luminosité est présentée au tableau 1.II.

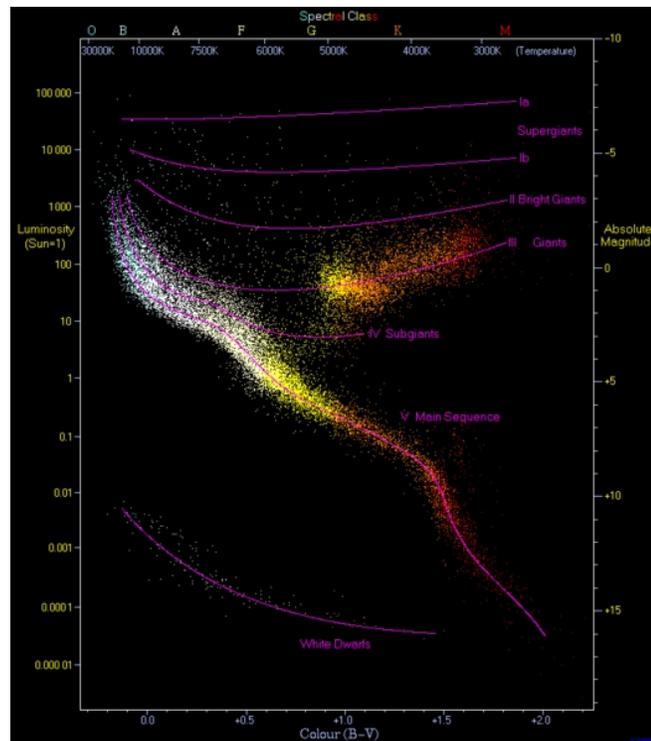


Figure 1.2 – Diagramme H-R avec les classes de luminosité, les données observationnelles ainsi que les paramètres fondamentaux qui y sont associés (produit par Richard Powell).

Le diagramme H-R a permis de mettre en évidence l'existence de certaines "zones" où l'on retrouve beaucoup d'étoiles. C'est ainsi que l'on a pu mieux comprendre l'évolution des étoiles, par exemple. Parmi ces zones, on retrouve notamment une sorte de ligne assez dense qui traverse le diagramme d'un côté à l'autre ; il s'agit de la séquence principale ("main sequence" en anglais, tel qu'indiqué à la figure 1.2). Une autre ligne part du milieu de la séquence principale et s'en éloigne à peu près perpendiculairement ; il s'agit de la branche asymptotique des géantes. En bas complètement se retrouvent les

Classe de luminosité	Type d'étoiles
Ia-O	Hypergéantes
Ia	Supergéantes lumineuses
Ib	Supergéantes moins lumineuses
II	Géantes brillantes
III	Géantes
IV	Sous-géantes
V	Naines (séquence principale)
VI,sd	Sous-naines
D	Naines blanches

Tableau 1.II – Classes de luminosité de Morgan-Keenan (Morgan et al., 1943).

naines blanches, les cadavres des étoiles de faible masse. Quant aux étoiles massives, qui constituent le sujet d'étude principal de ce mémoire, elles occupent essentiellement la partie supérieure gauche du diagramme. Leur chemin évolutif à travers le diagramme H-R sera discuté en détails un peu plus loin (sous-section 1.2.2). Il existe d'autres régions identifiées sur le diagramme H-R, mais il n'en sera pas question ici afin de présenter plutôt celles qui ont les plus grandes concentrations d'objets.

1.1.1 Séquence principale

La grande majorité des étoiles que l'on observe se retrouve sur la séquence principale. La raison en est bien simple. En effet, cette séquence correspond à la phase de l'évolution stellaire durant laquelle elles brûlent de l'hydrogène dans leur noyau. Or, cette phase constitue la partie la plus longue de leur vie, alors il est normal d'y retrouver un grand nombre d'étoiles. Initialement, le nom de "séquence principale" a été donné à cette région du diagramme H-R car les astronomes croyaient qu'il s'agissait en fait d'une séquence évolutive. Cependant, on sait maintenant qu'il n'en est rien et que plutôt que de retrouver des étoiles à différents stades évolutifs le long de la séquence, on retrouve des étoiles avec des masses initiales différentes. L'étendue de ces masses est très grande, allant de $0.08 M_{\odot}$ à une limite supérieure encore assez mal connue, mais parfois placée autour de $150 M_{\odot}$ (il sera d'ailleurs question de cette limite dans la section 1.3).

1.1.2 Branche asymptotique des géantes

Lorsque les étoiles ont essentiellement consommé tout l'hydrogène contenu dans leur cœur, la fusion de cet élément arrête et le noyau se contracte, ce qui augmente la température et déclenche la fusion de l'hélium, pendant que les couches externes prennent de l'expansion. C'est alors le début de la fin. Les étoiles de masse faible à intermédiaire traverseront ensuite plusieurs phases (branche des sous-géantes, branche des géantes rouges, branche horizontale) avant d'aboutir sur la branche asymptotique des géantes (AGB). C'est alors qu'elles se mettront à perdre leur masse de manière importante par l'entremise de vents lents mais très denses. On dénote deux étapes évolutives importantes au cours de la phase AGB : celle dite "early-AGB" ou E-AGB, au cours de laquelle la fusion ne se déroule plus au cœur de l'étoile mais plutôt au sein de coquilles, avec une coquille de fusion d'hélium proche du centre de l'étoile, composé surtout de carbone et d'oxygène, et une coquille de fusion d'hydrogène inactive plus externe. Pendant cette étape, la température effective chute et la zone convective devient plus profonde, ce qui enrichit l'enveloppe en hélium et en carbone.

Au cours de la deuxième étape, appelée "thermal-pulse AGB" ou TP-AGB, la coquille de brûlage d'hélium s'amincit et la coquille de brûlage d'hydrogène s'active et devient la source d'énergie principale de l'étoile. Cette dernière subit alors des "pulsations" épisodiques : la coquille de fusion de l'hélium devient inactive jusqu'à ce que l'hélium produit dans la coquille de fusion de l'hydrogène retombe dessus ; quand suffisamment d'hélium est accumulé, il se produit un flash de fusion dans la coquille, ce qui repousse la coquille de fusion de l'hydrogène vers l'extérieur, l'amenant à se refroidir et freinant ainsi la fusion. Cependant, lorsque le brûlage de l'hélium prend fin, l'étoile se recontracte et la fusion de l'hydrogène recommence. Ce cycle se reproduit plusieurs fois par la suite jusqu'à ce que l'étoile quitte finalement la branche asymptotique.

1.1.3 Naines blanches

Les naines blanches représentent le résultat du stade ultime de l'évolution des étoiles de faible masse, soit celles ayant une masse initiale $\lesssim 8 M_{\odot}$ (Koester & Reimers, 1996).

Alors que les étoiles les plus massives terminent leur vie de façon spectaculaire avec une explosion supernova, leurs cousines de plus faible masse expulsent leurs couches externes, une fois la fusion en coquilles éteinte, dévoilant ainsi le noyau dégénéré de carbone et d'oxygène sous-jacent. Il se forme ainsi ce que l'on appelle une nébuleuse planétaire, une nébuleuse composée des résidus de la fusion qui entoure le cadavre stellaire - la naine blanche. Les naines blanches continuent de produire de l'énergie par contraction gravitationnelle et se refroidissent graduellement. Dans certains cas, elles peuvent aussi interagir avec leur milieu (par exemple, elles peuvent accréter de la matière de leur compagnon, si elles font partie d'un système binaire), ce qui peut donner lieu à différents phénomènes, comme les supernovæ de type Ia.

1.1.4 Étoiles massives dans le diagramme H-R

Tel que mentionné précédemment, les étoiles massives n'occupent pas une région précise du diagramme H-R car comme toutes les étoiles, elles évoluent au cours de leur vie et migrent dans le diagramme. On peut tout de même identifier certaines phases de leur vie en commençant par leur passage sur la séquence principale. Ensuite, selon leur masse initiale, elles passeront par au moins une des phases suivantes : supergéante rouge (RSG), supergéante bleue (BSG), variable lumineuse bleue (LBV) et finalement Wolf-Rayet (WR).

1.1.4.1 Étoiles massives sur la séquence principale

Les étoiles les plus massives de la séquence principale sont appelées les étoiles OB. Plus concrètement, elles ont pour type spectral le plus froid le type B2 (Reed, 2003). Certaines étoiles plus évoluées (jusqu'à la classe B9) possédant de plus grandes luminosités (de I à IV sur l'échelle MK) sont aussi considérées comme étant des étoiles OB. Elles sont généralement formées au sein d'associations - appelées associations OB - et produisent un fort rayonnement ultraviolet en raison de leur température élevée. Ce rayonnement ionise le milieu interstellaire et génère des régions HII.

Certaines étoiles O un peu plus évoluées présentent des spectres particuliers ; l'aug-

mentation du taux de perte de masse cause l'apparition de raies d'émission. Ces étoiles sont désignées par un "f" minuscule que l'on ajoute au type spectral - Of - et sont considérées comme des étoiles de transition.

1.1.4.2 RSG

Les supergéantes rouges (RSG) sont des étoiles massives évoluées (avec des masses initiales entre 10 et 25 M_{\odot} , Massey et al. 2008) qui ont quitté la séquence principale. Elles fusionnent de l'hélium et possèdent les plus grands rayons parmi toutes les étoiles : les plus volumineuses ont des rayons d'environ 1500 R_{\odot} , comme WOH G64, dans le LMC (Levesque et al., 2009). Elles émettent des vents denses, mais lents. Ce sont également des étoiles très lumineuses (I dans la classification MK). Cependant, les astres les plus massifs ne traversent pas cette phase. En effet, les astronomes ont remarqué que les étoiles massives semblent être limitées, dans le diagramme H-R, en luminosité ; il s'agit de la limite de Humphreys-Davidson. Cette limite de luminosité est constante pour les étoiles de masse/température inférieure (autour de $M_{bol} = -9.5$ pour $T_{eff} < 15,000K$, Humphreys & Davidson 1979), mais pour les étoiles les plus massives, elle augmente avec la température, ce qui contraint ces dernières à demeurer dans les sections plus bleues du diagramme H-R (voir la figure 1.3).

1.1.4.3 BSG

Les supergéantes bleues (BSG) sont, telles que leur nom l'indique, des supergéantes, possédant un type spectral O, B ou A. Elles sont beaucoup plus petites que les RSG mais aussi plus rares. On les retrouve dans des régions jeunes, typiquement dans les bras des galaxies spirales ou bien dans des galaxies irrégulières. Leur luminosité peut atteindre plusieurs fois $10^6 L_{\odot}$. Finalement, tout comme les RSG, elles exhibent une forte perte de masse sous forme de vents, mais il s'agit plutôt de vents rapides et ténus. Par conséquent, on retrouve parfois de l'émission en $H\alpha$ dans leur spectre.

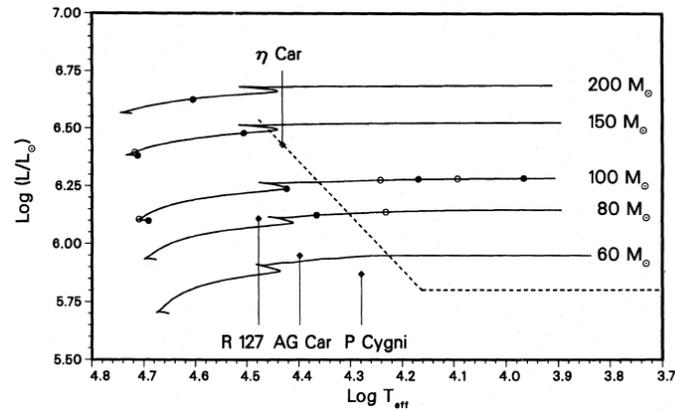


Figure 1.3 – Limite de Humphreys-Davidson (en pointillé) ; les tracés évolutifs de 5 étoiles massives instables s’y retrouvent, les cercles pleins correspondant au début de leurs périodes d’instabilité et les cercles vides correspondant à la fin de ces périodes, on voit bien que la limite de stabilité coïncide avec la limite de Humphreys-Davidson (image tirée de Glatzel & Kiriakidis 1993).

1.1.4.4 LBV

À mi-chemin entre les BSG et les étoiles Wolf-Rayet, les variables lumineuses bleues (LBV) présentent les variabilités les plus extrêmes parmi toutes les étoiles. Dans le diagramme H-R, elles se tiennent autour de la limite de stabilité de Humphreys-Davidson et se déplacent fréquemment d’un côté à l’autre de cette limite, ce qui expliquerait leur grande instabilité. Les LBV exhibent deux types d’instabilité : une instabilité de faible amplitude, de l’ordre de 0.1 mag, sur de courtes périodes de temps, et une instabilité beaucoup plus importante de l’ordre de 1-2 mag dans la bande visuelle sur de longues périodes de temps. Cependant, la luminosité bolométrique des LBV au cours de ces épisodes demeure constante.

L’exemple le plus connu du phénomène LBV est sans nul doute η Carinae, avec son violent épisode de perte de masse du XIX^e siècle. Sur une période d’environ 10 ans, il est estimé que η Car a expulsé environ 10-20 M_{\odot} , formant ainsi la nébuleuse de l’Homoncule (figure 1.4). Au cours de cette période, la luminosité de l’étoile aurait atteint jusqu’à $2 \times 10^7 L_{\odot}$.

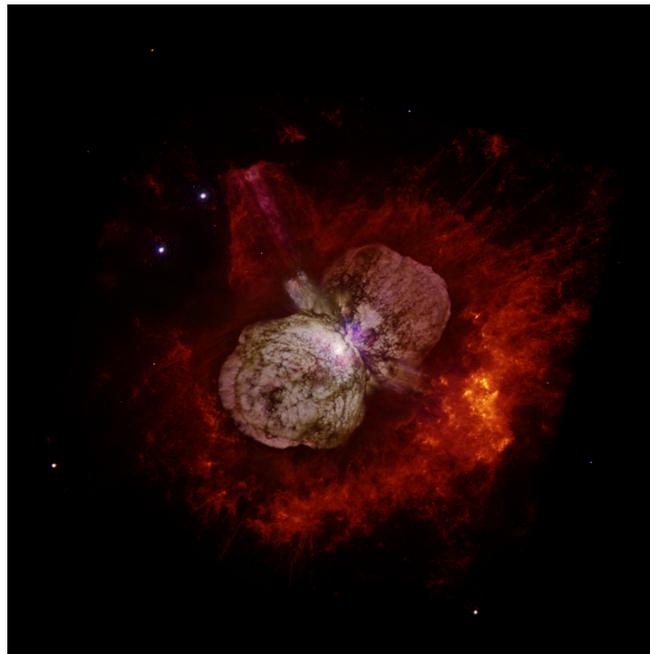


Figure 1.4 – Image de η Car et de la nébuleuse de l’Homocidic ; à noter l’anisotropie de la perte de masse, mise en évidence par la structure bipolaire de l’Homocidic (image prise avec HST/WFPC2, NASA).

1.1.4.5 Étoiles Wolf-Rayet (WR)

Les étoiles Wolf-Rayet (WR) ont été découvertes par deux astronomes de l’Observatoire de Paris, Charles Wolf et Georges Rayet, en 1867. Alors que la plupart des étoiles présentent des caractéristiques spectrales en absorption, les WR se démarquent par leurs larges raies d’émission, formées au sein de leur atmosphère. En effet, les WR seraient assujetties aux taux de perte de masse continus les plus élevés (de l’ordre de $10^{-5}M_{\odot}$), ce qui explique leur spectre exceptionnel. Si on se fie aux scénarios évolutifs actuels (voir la sous-section 1.2.2), toutes les étoiles avec une masse initiale supérieure à environ $20 M_{\odot}$ traversent à un moment ou à un autre une phase WR (cette limite inférieure pourrait être plus basse encore pour des métallicités plus élevées). Cependant, comme les étoiles massives subissent une importante perte de masse tout au long de leur vie (ce qui influence grandement leur évolution) et comme la phase WR représente essentiellement la dernière étape de la vie de ces étoiles (dans la plupart des cas), les WR ont généralement des masses variant entre $10 M_{\odot}$ et $25 M_{\odot}$.

Les WR se subdivisent en plusieurs classes selon les espèces chimiques présentes dans leur spectre. Ainsi, on dénombre les WR riches en azote (WN), les WR riches en carbone (WC) et celles riches en oxygène (WO). Tout comme les types spectraux généralement utilisés (de O à M), les types utilisés pour les WR possèdent également des sous-types numérotés. Certaines WN "tardives" (i.e. avec un sous-type dénoté par un chiffre élevé, dans ce cas autour de 7 ou 8) sont riches en hydrogène, ce qui porterait à croire qu'elles sont plutôt rapprochées de la séquence principale, voire qu'elles formeraient une extension du type spectral O, et sont donc désignées par le sigle WNH (Smith & Conti, 2008). Les progéniteurs des WNH seraient d'ailleurs parmi les étoiles les plus massives de la population I, avec des masses commençant à environ $75 M_{\odot}$.

Le taux de binarité des WR au sein de la Voie Lactée est d'environ 39% (van der Hucht, 2001), ce qui est assez cohérent avec le taux de 44% trouvé par Sana & Evans (2011) parmi les étoiles O dans les amas. Les systèmes binaires WR + O (et plus rarement WR + WR), sont très importants pour leur étude car ils permettent entre autres d'obtenir les masses de ces étoiles et sont le théâtre de plusieurs phénomènes très intéressants, comme la collision des vents des deux compagnons (section 2.6).

Il est également connu que plusieurs WC forment de la poussière, souvent justement par l'entremise de ces collisions (sous-section 2.6.2).

1.2 Évolution des étoiles massives

Maintenant que les briques sont en place, il faut les assembler afin de reconstituer le portrait évolutif des étoiles massives. En effet, afin de mieux comprendre les processus extrêmes qui prennent lieu au sein de ces astres imposants, il est important de pouvoir comprendre comment ils passent d'une phase à l'autre et pourquoi. Dans ce but, les modèles théoriques d'évolution stellaire permettent d'obtenir un élément de réponse, mais ne suffisent pas nécessairement. Il se trouve parfois que certaines de leurs prédictions (par exemple, le rapport prédit du nombre d'étoiles dans une certaine phase et du nombre d'étoiles dans une autre phase) ne soient pas fidèles aux observations. Cependant, d'autres indices peuvent aider à mieux comprendre la situation globale. Entre

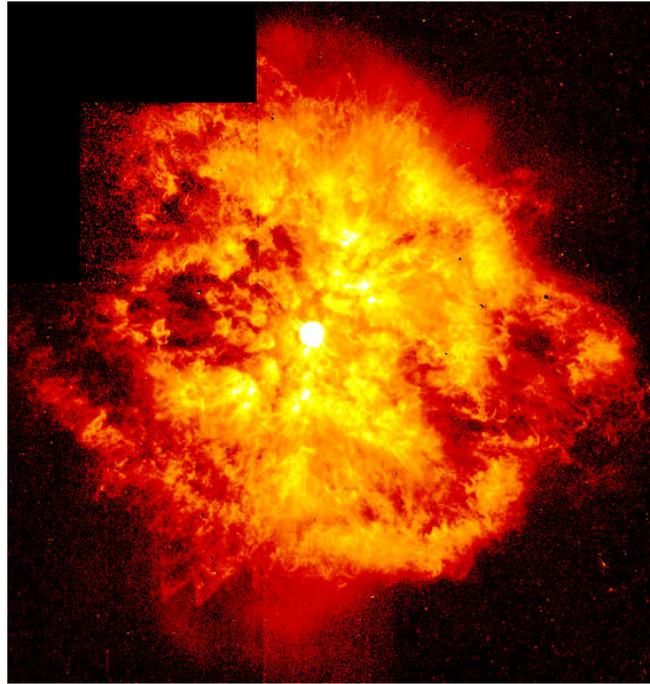


Figure 1.5 – Image d’une nébuleuse entourant une étoile Wolf-Rayet : WR124 (image obtenue avec HST, Grosdidier et al. 1998).

autres, l’étude des nébuleuses entourant certaines étoiles massives permet parfois de se faire une idée de l’historique de ces étoiles, les éjectas de différentes phases interagissant entre eux (il sera question de la perte de masse et de l’interaction avec le milieu inter-/circumstellaire dans le chapitre 2).

1.2.1 Formation

La formation des étoiles de plus faible masse est aujourd’hui plutôt bien comprise et le rôle d’un disque protostellaire dans ce processus a été bien prouvé (surtout que les modèles incluant une proto-étoile entourée d’un disque reproduisent bien les observations d’objets stellaires jeunes, ou YSO, Adams et al. 1987).

L’hypothèse selon laquelle les étoiles de faible masse et les étoiles massives sont formées différemment a longtemps été dominante, basée notamment sur des arguments stipulant que les échelles de temps de formation étaient différentes dans chaque cas (Herbig, 1962). De plus, il semblait improbable qu’un disque d’accrétion soit à l’origine

d'une étoile massive, car on pensait initialement que la proto-étoile deviendrait rapidement lumineuse au point de détruire le disque avant d'avoir accréte suffisamment de matière pour atteindre une masse appréciable.

Cependant, il a été démontré par la suite que bien que ce processus empêchait effectivement un effondrement sphériquement symétrique du cœur protostellaire, un disque pourrait en fait survivre assez longtemps pour que l'accrétion se fasse et produise une étoile massive. L'effet "flashlight" (Yorke & Sonnhalter, 2002) fait en sorte que la luminosité est plus grande aux pôles qu'à l'équateur, ce qui permettrait à la matière d'accréter à partir du disque équatorial.

Zinnecker & Yorke (2007) identifient trois scénarios principaux qui pourraient tous participer à la formation des étoiles massives. Un premier scénario propose un "effondrement monolithique" d'un cœur protostellaire formant un disque d'accrétion (Yorke & Sonnhalter, 2002). Ce processus serait important surtout pour les cœurs isolés. Un deuxième scénario est celui de "l'accrétion compétitive" : les simulations 3D de Bonnell et al. (2001) montrent notamment comment les étoiles en formation au centre des amas denses peuvent profiter de l'afflux de gaz pour accréter davantage de matière et ainsi devenir massives. Ces simulations permettraient aussi d'expliquer l'effet observé de ségrégation de masse dans les amas et généreraient des étoiles possédant tout un spectre de masses initiales. Le dernier scénario se déroule dans des régions de très haute densité et suppose que les étoiles plus massives sont formées par des collisions d'étoiles moins massives.

De nos jours, un portrait unifié de la formation des étoiles de faible masse et des étoiles massives faisant intervenir un disque protostellaire est de plus en plus favorisé, notamment par Kratter et al. (2008), qui modélisent les instabilités dans les disques, ce qui leur permet de reproduire toute une gamme d'observations, notamment le taux de binarité et la formation des systèmes multiples. Ainsi, selon ces modèles, la différence entre ces deux classes de masse n'aurait plus d'influence sur la manière dont se forment les étoiles, mais plutôt sur la nature des instabilités qui surviennent dans leur disque.

1.2.2 Scénarios évolutifs

Conti (1976) a été le premier à proposer un lien évolutif entre les étoiles O et les WR, pavant ainsi la voie à une bien meilleure compréhension de l'évolution des étoiles massives. Depuis, ce "scénario de Conti" a de nombreuses fois été retravaillé afin de tenir compte de toutes les phases d'évolution de ces étoiles et afin de contraindre le mieux possible les intervalles de masse correspondant à différents tracés évolutifs.

Parmi les plus récents de ces scénarios, voici ceux proposés par Crowther (2007) :

$$M \gtrsim 75M_{\odot} : O \rightarrow \text{WN(H-rich)} \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WN(H-poor)} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SNIc}; \quad (1.5)$$

$$40M_{\odot} \lesssim M \lesssim 75M_{\odot} : O \rightarrow \text{LBV} \rightarrow \text{WN(H-poor)} \rightarrow \text{WC} \rightarrow \text{SNIc}; \quad (1.6)$$

$$25M_{\odot} \lesssim M \lesssim 40M_{\odot} : O \rightarrow \text{LBV/RSG} \rightarrow \text{WN(H-poor)} \rightarrow \text{SNIb}. \quad (1.7)$$

Ces intervalles de masse ne sont mentionnés qu'à titre indicatif, les vrais intervalles de masse dépendent de la métallicité et varient donc d'un environnement à l'autre.

Une manière de parvenir à ces scénarios est d'observer des amas en déterminant la masse maximale des objets que l'on y retrouve. Ainsi, il est possible de contraindre la masse initiale des progéniteurs de certaines étoiles massives évoluées et en observant des amas de masses différentes et d'âges différents, il est possible d'établir un portrait évolutif global (e.g. Schild & Maeder 1984).

1.2.3 Supernovæ

À la fin de leur vie, les étoiles massives meurent de façon spectaculaire : une fois les réactions thermonucléaires épuisées, la pression seule du gaz n'est pas suffisante pour empêcher le noyau de s'effondrer sur lui-même. La matière tombe vers le centre à des vitesses presque relativistes jusqu'à atteindre une densité critique, où la force forte freine subitement l'implosion, ce qui fait rebondir les particules vers l'extérieur. L'onde de choc générée produit dans les couches externes une explosion extrêmement énergétique, les repoussant très rapidement pour former une nébuleuse autour d'un objet central compact

(étoile à neutrons ou trou noir).

Un peu comme pour les types spectraux, on distingue différents types de supernova selon les raies présentes dans leur spectre. La figure 1.6 fait la synthèse des caractéristiques spectrales de chaque type de supernova.

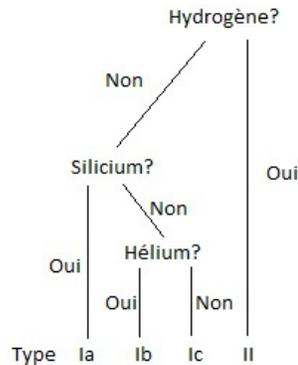


Figure 1.6 – Arbre décisionnel résumant la classification des supernovæ.

Toutes ces sortes de supernova (sauf le type Ia qui lui est produit par des naines blanches) sont associées aux étoiles massives. Évidemment, le spectre d'une supernova offre un bon indice afin de déterminer la nature de son progéniteur. Dans le cas des supernovæ de type Ib et Ic, l'absence d'hydrogène laisse entendre que le progéniteur avait une masse initiale élevée et avait déjà complètement consommé cet élément au moment de sa mort, ce qui pointe vers une WR. Les WN, riches en azote et en hélium, seraient à l'origine des supernovæ de type Ib, alors que les WC, pauvres en hélium comparativement aux WN, seraient pour leur part reliées au type Ic.

Finalement, pour ce qui est du type II, la présence d'hydrogène suggère plutôt un progéniteur de masse initiale moins grande, ce qui laisse entendre qu'il s'agirait d'une supergéante. Le type II est également subdivisé en deux sous-types : II-P (pour "plateau") et II-L (pour "linéaire"), selon la forme de la courbe de lumière suivant l'évènement.

Comme les supernovæ "locales" sont plutôt rares sur l'échelle de temps humaine et peuvent survenir n'importe quand, il a été difficile jusqu'à maintenant de les associer

avec certitude à un progéniteur connu. Bien que les progéniteurs proposés semblent être des choix intuitivement logiques et cadrent bien avec certains modèles, une confirmation empirique serait souhaitable. Plusieurs efforts ont été entrepris en ce sens au cours des dernières années. Shara et al. (2009) en constitue un bon exemple, car plus il y a de WR découvertes, plus il y a de chances qu'une d'entre elles explose en supernova et il sera alors possible d'associer avec précision l'explosion à son progéniteur. Ce recensement aiderait peut-être ainsi à confirmer la nature des supernovæ de type Ib et Ic.

1.3 Questions ouvertes

Beaucoup de questions demeurent au sujet des étoiles massives, ce qui en fait un domaine d'étude encore très excitant. Certaines des interrogations faisant l'objet des investigations les plus approfondies sont en rapport avec les vents importants qui se dégagent de ces objets et seront abordées au cours du chapitre 2. Cependant, un des mystères les plus fondamentaux dans le contexte global de l'astrophysique stellaire se rapporte plutôt à leur masse ; plus précisément, il s'agit de déterminer s'il existe une limite de masse au-delà de laquelle une étoile simple ne peut se former. Pendant longtemps, les avis ont été très partagés. Une réponse assez convaincante a été fournie au milieu de la dernière décennie, établissant une limite de masse autour de $150 M_{\odot}$ (Figer, 2005). Par contre, ce n'est pas la fin de l'histoire, car récemment Crowther et al. (2010) ont présenté des observations qui semblent défier cette limite. Selon leurs données, R136a1, un objet au centre de la nébuleuse 30 Dor, aurait une masse d'environ $265 M_{\odot}$, ce qui pourrait correspondre à une masse initiale de plus de $300 M_{\odot}$, bien au-dessus de la limite précédemment mentionnée.

Ce n'est pas la première fois que cet astre fait l'objet d'une controverse. En effet, à l'époque où R136a n'était pas encore bien résolu, certains astronomes pensaient qu'il s'agissait d'un unique objet supermassif, allant même jusqu'à proposer une masse de $2500 M_{\odot}$ (Cassinelli et al., 1981)! Cependant, cette proposition ne faisait pas du tout l'unanimité, car plusieurs se doutaient qu'il s'agissait plutôt de multiples étoiles (e.g. Moffat & Seggewiss 1983, Moffat et al. 1985).

Le scénario de formation évoqué à la sous-section 1.2.1 (Kratte et al., 2008) est pour sa part plutôt cohérent avec une limite de masse autour de $150 M_{\odot}$, car au-delà de cette valeur, les instabilités dans le disque protostellaire deviennent trop importantes et la fragmentation détruit le disque, empêchant la proto-étoile d'accréter davantage de matière.

Cependant, alors que jusqu'à récemment l'existence même de cette limite était remise en question et considérée comme étant davantage de nature statistique (Massey, 2003), la plupart des astronomes s'entendent maintenant pour dire qu'elle existe, à défaut d'en connaître la valeur.

CHAPITRE 2

VENTS STELLAIRES

Le phénomène des vents stellaires - soit l'éjection des particules des couches externes de l'atmosphère des étoiles - est connu depuis un certain temps déjà (les premières preuves liant des observations à ce genre de processus datent de la fin du XIX^e siècle), mais les processus physiques sous-jacents ont été expliqués beaucoup plus récemment et font encore aujourd'hui l'objet d'une compréhension plutôt partielle. Avec le temps, un rôle de plus en plus important a été attribué à la perte de masse dans l'évolution stellaire (e.g. Cuntz & Stencel 1992), surtout dans le cas des étoiles massives, dont les vents sont importants tout au long de leur vie, ce qui les amène à perdre une fraction significative de leur masse initiale avant d'atteindre les stades ultimes de leur évolution.

Les vents constituent aussi une des formes d'interaction les plus importantes entre une étoile et son milieu. Les étoiles de grande masse façonnent ainsi leur environnement et certaines des plus grandes structures du milieu interstellaire (e.g. les coquilles supergéantes, ou SGS, voir la section 2.5) sont formées par les vents stellaires.

N.B. : Certaines parties de ce chapitre sont grandement inspirées de Lamers & Cassinelli (1999).

2.1 Brève chronologie de la découverte des vents stellaires et de leurs propriétés

Il y a plusieurs siècles, l'idée que les étoiles pouvaient perdre de la masse (ou évoluer, ou même tout simplement changer) n'était pas envisageable. En effet, les astres étaient perçus comme étant des objets parfaits et éternels. Ainsi, ils ne subissaient aucun changement et étaient simplement fixés à la voûte céleste, effectuant des rotations avec cette dernière autour de la Terre. Il aura fallu beaucoup de temps ainsi que l'observation de plusieurs phénomènes apparemment inexplicables pour enfin parvenir à un nouveau paradigme, permettant aux étoiles de se modifier et même de mourir.

Cette section est basée sur une présentation donnée à l'atelier étudiant du Centre de

Recherche en Astrophysique du Québec, en août 2010, qui a été élaborée en grande partie grâce aux informations retrouvées dans l'annexe A1 de Lamers & Cassinelli (1999).

2.1.1 Observations historiques

Ironiquement, cette chronologie débute avec la fin de la vie d'une étoile. En 1572, une "nova" (dans le sens de "nouvelle étoile" et non dans le sens moderne du terme) est apparue, rendant de nombreux astronomes perplexes. Le plus connu de ceux-ci, Tycho Brahe, écrivit un ouvrage exhaustif pour documenter cette apparition, *De nova et nullius aevi memoria prius visa stella*, de telle sorte que cet évènement est souvent connu de nos jours sous le nom de "supernova de Tycho" (ou SN 1572), bien qu'il n'ait pas réellement été le premier à l'observer. C'était l'une des premières fois qu'un changement aussi important était observé dans le ciel en Occident, et SN 1572 a motivé les astronomes de l'époque à revoir les cartes du ciel et à produire des données plus précises et complètes. Cependant, l'apport le plus important de SN 1572 a été d'aider à changer la perception que les gens avaient du ciel en prouvant que les astres ne sont pas fixes et inchangeables.

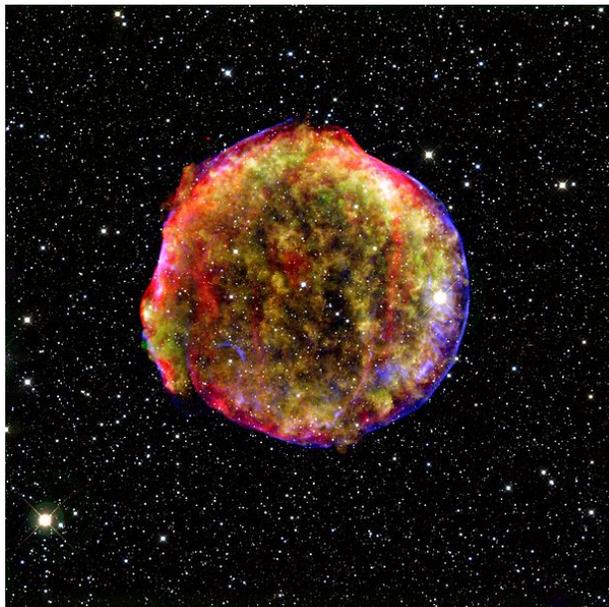


Figure 2.1 – Nébuluse formée par la supernova de Tycho (source) ; il s'agissait d'une supernova de type Ia, et le compagnon binaire de la naine blanche à l'origine de la supernova aurait été trouvé (Ruiz-Lapuente et al., 2004).

Une autre observation importante est survenue quelques années plus tard, alors que Willem Blaeu a fait la découverte de P Cygni, une autre "nova" apparue soudainement qui a atteint la 3^e magnitude en 1600 avant de voir sa brillance diminuer progressivement au cours des années suivantes. On sait aujourd'hui qu'il s'agit d'une LBV hypergéante, l'une des étoiles les plus lumineuses de la Voie lactée. P Cygni a subi d'autres épisodes d'instabilité intense au cours du XVII^e siècle mais présente une courbe de lumière assez constante depuis 1715, affectée par des variations mineures seulement. P Cygni s'est plus tard avérée être la pierre de Rosette des étoiles subissant une importante perte de masse grâce à son spectre remarquable, donnant d'ailleurs son nom à une particularité retrouvée dans le spectre de ces étoiles - le "profil P Cygni", indiquant la présence d'une enveloppe gazeuse en expansion.

Au milieu du XIX^e siècle, η Carinae, déjà mentionnée à la section 1.1.4.4, a elle aussi traversé un violent épisode d'instabilité. En plus d'avoir perdu une quantité énorme de masse, η Car a vu sa brillance augmenter de manière dramatique sur une échelle de temps relativement courte (par rapport à la vie de l'étoile), passant d'une magnitude d'environ 4 vers la fin du XVII^e siècle jusqu'à une magnitude de -0.8 en 1843, ce qui en faisait la deuxième étoile la plus brillante du ciel, tout juste après Sirius, bien qu'elle ne soit pas du tout dans le voisinage du Soleil. Aujourd'hui encore, η Car fait l'objet de nombreuses études et demeure une source de mystère, l'éruption de 1843 étant l'un des phénomènes d'origine stellaire les plus extrêmes jamais observés (outre les supernovæ).

2.1.2 Premières preuves de l'existence des vents

L'avènement de la spectroscopie vers la fin du XIX^e siècle a permis aux astronomes de faire toute une gamme de nouvelles découvertes et a marqué un premier pas vers la compréhension des événements cités au cours de la sous-section précédente.

L'un des premiers indices a été fourni par l'observation, désormais célèbre, de 3 étoiles très particulières dans la constellation du Cygne à l'Observatoire de Paris. Les deux astronomes ayant mené l'observation, Charles Wolf et Georges Rayet, ont eu droit à une surprise de taille en regardant le spectre de ces étoiles. Contrairement aux spectres observés jusque-là, qui présentaient surtout des raies assez fines en absorption, ces spectres

possédaient de très larges raies d'émission !

Plusieurs autres étoiles perdant de la masse ont été observées au cours des années suivantes, mais la première percée d'importance afin de commencer à comprendre ce phénomène est survenue en 1892, quand William Wallace Campbell a remarqué une caractéristique spectrale étonnante dans le spectre de Nova Aurigae (Campbell, 1892) : certaines raies possédaient une composante en émission décalée vers le rouge et une composante en absorption décalée vers le bleu (ce qu'on appelle aujourd'hui le profil P Cygni, mentionné à la sous-section précédente).

Dans les quelques années qui ont suivi, des rapprochements ont été faits entre le spectre de Nova Aurigae et celui des étoiles connues depuis un certain temps sous le qualificatif de "Wolf-Rayet" en raison de ces raies d'émission larges, suggérant qu'il s'agissait probablement d'un processus commun qui agissait dans chacun des cas. Ce n'est cependant qu'au début du XX^e siècle que les profils P Cygni ont pu être mieux expliqués d'un point de vue théorique (e.g. Adams & Burwell 1920, qui proposent qu'il s'agit d'une coquille de matière en expansion autour de l'étoile), et parallèlement, les premières solutions de transfert radiatif permettant d'expliquer de telles éjections de masse et reproduire le spectre des "novae" sont trouvées (e.g. Chandrasekhar 1934).

Au milieu du siècle, les preuves de perte de masse commencent à s'accumuler pour différentes sortes d'étoiles, entre autres pour les supergéantes froides. Ce phénomène n'est plus associé qu'aux étoiles chaudes.

2.1.3 Vers une théorie du vent solaire

Entretemps, des observations du Soleil effectuées lors d'une éclipse totale révèlent que la chromosphère s'étend assez loin au-dessus de la photosphère. Quelques années plus tard, Saha suggère que les récents avancements en physique théorique (et en particulier dans le domaine de la nouvelle branche de la physique : la mécanique quantique) permettent d'expliquer comment des particules peuvent être poussées aussi loin de la surface du Soleil.

C'est en partant de ce principe que Milne (1924) et Johnson (1925) ont posé les fondements de la théorie des vents poussés par l'absorption sélective ("line driven wind

theory", dénoté LDW à partir d'ici). Cette théorie suggère que les ions, en absorbant de la lumière à certaines longueurs d'onde bien précises, pourraient être accélérés, ce qui permettrait notamment d'expliquer la grande étendue de la chromosphère du Soleil et le réchauffement de sa couronne. La température de cette dernière est d'ailleurs très élevée (comme en témoignent les raies de fer très fortement ionisé retrouvées dans son spectre), évaluée à environ 10^6 K par Edlén (1942).

Alors que les preuves indiquant que le Soleil perd de la masse s'accumulaient, la nature de cette perte de masse ne faisait toujours pas l'objet d'un consensus. Autour de 1960, un débat assez fameux eut lieu sur cette question, opposant principalement Joseph W. Chamberlain et Eugene N. Parker (celui qui est à l'origine du terme "vent stellaire"). Le premier prédisait que la couronne solaire chauffée donnait lieu à une "brise" solaire constituée de particules s'échappant du Soleil à des vitesses plutôt modérées alors que le second préconisait plutôt l'hypothèse d'un vent solaire rapide. Le débat a finalement été réglé lorsqu'en 1962, la sonde Mariner 2, en route vers Vénus, a détecté durant toute sa trajectoire des particules provenant du Soleil à grande vitesse, donnant ainsi raison à Parker.

2.1.4 Observations spatiales

L'observation faite par Mariner 2 fut l'une des premières observations de "l'ère spatiale"; la longue et fructueuse collaboration entre l'exploration spatiale et l'observation astronomique ne faisait que commencer, et devait s'avérer particulièrement utile dans le contexte de la compréhension des vents stellaires. En plus d'obtenir des données de bien plus grande qualité, le principal avantage qu'avaient les astronomes en observant à partir de l'espace (ou de la très haute atmosphère) était la possibilité d'observer dans des bandes spectrales difficilement accessibles à partir du sol. En effet, l'atmosphère terrestre absorbe la lumière dans certaines parties du spectre électromagnétique, en particulier dans l'infrarouge (IR) et l'ultraviolet (UV).

Avant l'utilisation plus répandue des satellites, une première manière de s'affranchir des effets indésirables de l'atmosphère de la Terre était l'utilisation de fusées. Au cours des années 1960, le chercheur canadien Donald Morton a été associé à plusieurs

recherches menées à l'aide de fusées sur lesquelles étaient montés des instruments permettant d'observer dans l'UV. Les premiers spectres UV de haute qualité des étoiles massives ont permis de voir des raies de résonance des éléments chimiques fortement ionisés des vents, lesquelles arboraient des profils P Cygni très larges. Lors de la décennie suivante, c'est le satellite *Copernicus* qui a fourni tout un atlas de spectres UV pour les étoiles chaudes, aidant les théoriciens à élaborer de meilleurs modèles pour expliquer leur perte de masse (e.g. Lamers & Rogerson 1978).

L'observation spatiale a aussi mis en évidence l'émission en rayons X provenant des vents des étoiles chaudes. Pour sa part, au cours des années 1980, le satellite *IRAS* a relevé des excès en IR dans certaines WC. Toutes ces découvertes ont mené à une meilleure compréhension du phénomène de perte de masse.

2.1.5 Développements récents

La recherche sur les vents stellaires s'est concentrée dans les dernières années sur les instabilités qui y ont lieu ainsi que sur les processus causant une anisotropie de la perte de masse. Certains de ces phénomènes seront abordés dans ce mémoire, notamment à la section 2.4. De meilleures manières empiriques de déterminer les paramètres des vents, basées sur des modèles plus réalistes, ont aussi été élaborées (section 2.3). Pour sa part, l'observation spatiale continue, aujourd'hui encore, d'être un outil puissant pour sonder les mystères (encore nombreux) des vents stellaires.

2.2 Modèles de formation et de propagation des vents d'étoiles massives

L'un des grands défis de l'astrophysique du siècle dernier a été de décrire les processus physiques qui amènent les étoiles à perdre de la masse en émettant des vents. Certains paramètres importants permettent de décrire les vents émis par une étoile. L'un de ces paramètres est le taux de perte de masse, soit la quantité de matière éjectée, ou perdue, par l'étoile par unité de temps (typiquement exprimé en $M_{\odot}\text{an}^{-1}$). L'autre paramètre important est la vitesse terminale du vent (représentée par le symbole v_{∞}), soit la vitesse avec laquelle la matière s'éloigne de l'étoile à de grandes distances de celle-ci.

En effet, le vent ne possède pas une vitesse constante à partir du moment où il est éjecté, mais son déplacement est plutôt décrit par une *loi de vitesse*, soit une formule permettant de calculer sa vitesse à une distance donnée de l'étoile.

Une forme souvent utilisée de loi de vitesse est la loi β , qui s'exprime ainsi :

$$v(r) \simeq v_0 + (v_\infty - v_0) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (2.1)$$

où R_* est le rayon de la photosphère et v_0 la vitesse du vent à ce rayon.

Il s'agit d'un scénario idéalisé, donc d'une approximation, mais qui reproduit passablement bien les observations, selon la valeur adoptée pour le paramètre β . Dans le cas des étoiles chaudes (40 000 - 50 000 K), on a $\beta \sim 0.8$ (Pauldrach et al., 1986).

Une question importante est également de déterminer ce qui pousse les vents. Différentes solutions ont été proposées et les scénarios peuvent changer d'un type d'étoile à un autre. Le scénario le plus simple est celui d'un vent isotherme poussé par la pression du gaz. Dans ce cas, le bilan énergétique requiert une forme ou une autre de déposition d'énergie dans le vent afin de lui donner une impulsion suffisante pour quitter l'étoile. De plus, on distingue différentes régions dans le vent, avec une base subsonique, un point critique au-delà duquel la matière peut s'échapper et l'atmosphère étendue qui s'échappe généralement du vent à des vitesses supersoniques. Des forces peuvent être rajoutées pour pousser les vents. Les différents paramètres des vents dépendent alors notamment de la nature de ces forces.

Dans le cas (plus réaliste) d'un vent non-isotherme, les paramètres varient selon la région où sont acquises l'énergie et l'impulsion nécessaires pour le pousser en-dehors de l'étoile. La propagation d'ondes (acoustiques ou d'Alfvén, entre autres) au sein du vent est un autre mécanisme qui est invoqué pour expliquer la perte de masse.

Dans le cas des étoiles froides qui produisent de la poussière, les grains qui se retrouvent dans leur atmosphère peuvent être accélérés par les photons provenant de la photosphère. Les grains de poussière peuvent absorber à différentes longueurs d'onde, alors l'absorption ainsi produite est continue, contrairement aux étoiles chaudes dont les ions du vent absorbent des photons possédant des longueurs d'onde assez précises,

ce qu'on appelle l'absorption sélective. Ces deux mécanismes peuvent également expliquer l'éjection des vents stellaires dans le cas des étoiles massives et dans le dernier cas, il s'agit de la théorie des LDW. Les fondements de la théorie moderne des LDW sont donnés dans Castor et al. (1975b).

Ces différents modèles de vents stellaires permettent plusieurs prédictions théoriques, notamment par rapport aux valeurs du taux de perte de masse pour des étoiles de plusieurs types, ainsi qu'au niveau de la valeur du paramètre β de la loi de vitesse, par exemple.

2.3 Diagnostics des taux de perte de masse

La connaissance des paramètres des vents stellaires (densité, degré d'ionisation, vitesse terminale, loi de vitesse, etc.) est très importante pour la compréhension globale des étoiles chaudes. Cependant, un de ces paramètres s'avère parfois plus révélateur que les autres, et en particulier dans le contexte de l'évolution : le taux de perte de masse. Quelques méthodes empiriques pour déterminer les paramètres des vents stellaires seront présentées dans cette section (mais la liste n'est pas du tout exhaustive).

2.3.1 Étude des raies d'émission et des profils P Cygni

L'étude des raies d'émission procure certaines informations très intéressantes sur les vents stellaires où elles sont produites, en particulier dans le cas des étoiles WR, puisque dans ce cas, la largeur des raies correspond essentiellement à la vitesse terminale du vent. La raison en est simple : certaines raies d'émission sont formées très loin dans le vent, alors que sa vitesse est presque maximale, et la base du vent n'est pas visible. Dans le cas des étoiles moins évoluées (par exemple, les étoiles Of, des naines de la séquence principale qui présentent des raies d'émission), cette largeur est inférieure à la vitesse terminale car les raies sont formées plus près de la photosphère.

La présence d'un profil P Cygni permet également d'évaluer la vitesse terminale d'un vent stellaire. Les raies d'émission sont parfois utilisées pour évaluer le taux de perte de masse d'une étoile. Un cas particulier est celui de la raie d'émission de $H\alpha$.

2.3.2 Émission en $H\alpha$

Plusieurs méthodes de détermination du taux de perte de masse des étoiles massives utilisant la raie d'émission de $H\alpha$ ont été élaborées au cours des années. L'une des plus récentes et des plus fiables est sans doute celle de Puls et al. (1996). En tenant compte de toutes sortes de facteurs (mélange avec la raie de HeII, élargissement de Stark, etc...), ils obtiennent des relations de proportionnalité pour le taux de perte de masse. Dans le cas optiquement mince, cette relation s'exprime

$$\dot{M}(\text{thin}) = W'_\lambda{}^{2/3} R_*^{3/2} v_\infty^{5/6} \quad (2.2)$$

alors que dans le cas optiquement épais, elle s'écrit plutôt

$$\dot{M}(\text{thick}) = W''_\lambda{}^{3/4} R_*^{3/2} v_\infty^{3/4}. \quad (2.3)$$

Dans ces deux équations, R_* représente le rayon de la photosphère, alors que W'_λ et W''_λ sont les largeurs équivalentes corrigées (pour enlever le profil photosphérique) de la raie de $H\alpha$, respectivement pour le cas optiquement mince et le cas optiquement épais.

Afin d'établir avec précision le taux de perte de masse, une méthode d'ajustement de la raie de $H\alpha$ tenant compte des modèles d'atmosphères les plus perfectionnés de l'époque est présentée dans l'article. Une seconde méthode utilisant une courbe de croissance est également exposée mais est considérée comme étant moins précise par les auteurs.

2.3.3 Méthode polarimétrique

St-Louis et al. (1988) ont développé une méthode pour déterminer le taux de perte de masse dans des systèmes binaires WR + O à l'aide de la polarimétrie. En effet, en observant la modulation des paramètres Q et U de Stokes, il est possible de déduire le taux de perte de masse de la WR, car la lumière de l'étoile O est polarisée lors de sa diffusion par les électrons libres dans l'atmosphère de cette dernière. L'équation de base

est la suivante :

$$\dot{M} = \frac{(16\pi)^2 m_p v_\infty a A_p}{(1 + \cos^2 i) 3 \sigma_t f_c I} \quad (2.4)$$

où \dot{M} est le taux de perte de masse, m_p la masse du proton, a la séparation orbitale, A_p le demi grand axe de l'ellipse formée dans le plan Q-U, i l'inclinaison orbitale, σ_t la section efficace de la diffusion de Thomson, f_c la fraction de la lumière totale provenant du compagnon O et I est une intégrale donnée par

$$I = \int_0^\infty \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \frac{\sin^3 \theta \cos 2\phi d(R/a) d\theta d\phi}{(R'/a)^2 (1 - R_*/R')^\beta} \quad (2.5)$$

avec R , θ et ϕ des coordonnées sphériques centrées sur le compagnon O, R' est la distance du centre de l'étoile WR, R_* est le rayon de cette étoile et β est le paramètre de la loi de vitesse du vent WR.

2.3.4 Méthode de Lamontagne

Le modèle élaboré dans Lamontagne et al. (1996) s'applique à un cas assez particulier : celui d'un système binaire WR + O avec des éclipses atmosphériques, i.e. lorsque l'étoile O est éclipsée par le vent de la WR mais n'est pas du tout cachée par la photosphère de cette dernière. Ce modèle ne permet pas seulement d'obtenir le taux de perte de masse de la WR, mais également l'inclinaison orbitale. Il s'agit d'un modèle purement géométrique et les valeurs obtenues ne dépendent pas du tout du clumping. Il assume que la lumière de l'étoile O est assujettie uniquement à de la diffusion de Thomson en traversant le vent le long de la ligne de visée, alors la forme de l'éclipse est tout simplement régie par la quantité de matière traversée en fonction de la phase.

Les formules pertinentes sont présentées à la section 4.3.

2.4 Structures dans les vents des étoiles massives

Jusqu'à présent, pour les vents qui ont été considérés, la symétrie sphérique était assumée. Cependant, comme dans la plupart des cas, il ne s'agit que d'une approximation

de premier degré, et les scénarios ainsi dérivés peuvent parfois présenter un portrait assez éloigné de la réalité. En effet, différentes sortes d'instabilités peuvent survenir au sein des vents stellaires et y produire différentes sortes de structures. Deux types principaux de structures seront vus au cours de cette section : les grumeaux dus au "clumping" ainsi que les régions d'interaction en corotation (en anglais "corotating interaction regions", le sigle CIR sera utilisé pour les désigner dans le reste du texte).

2.4.1 Inhomogénéités ("clumping")

La présence d'instabilités, d'inhomogénéités et de chocs dans les vents des étoiles chaudes a été mise en évidence par Moffat et al. (1988) et investiguée dans des simulations faites par Owocki et al. (1988) entre autres. Ils expliquent notamment la détection des étoiles massives comme étant de fortes sources de rayons X (e.g. Harnden et al. 1979).

Alors que les premiers modèles de vents stellaires prenaient en compte des vents lisses et isotropes, les observations ont mis en évidence le fait qu'il n'en était rien. En effet, le vent des étoiles massives n'est pas lisse mais est plutôt inhomogène. Le phénomène du "clumping" se résume à la formation de "clumps" ou grumeaux, soit des zones de surdensité au sein du vent, causées par des instabilités (possiblement à la base des vents). Ce phénomène est stochastique, de telle sorte qu'on devrait retrouver des grumeaux de tailles différentes dans toutes les directions, sans exception. Par la conservation de la quantité de masse, ces grumeaux seraient d'abord plus petits et très denses, puis prendraient de l'expansion en s'éloignant de l'étoile. Leur forme et leur taille n'est toujours pas bien contrainte à ce jour et cette caractérisation était l'une des motivations derrière l'étude présentée au chapitre 4.

2.4.2 CIR

Les CIR sont des régions d'interaction au sein du vent possédant des densités plus élevées ou plus faibles que le reste du vent et où la vitesse du flot de matière diffère donc de la vitesse globale du vent. Ces régions se déplacent autour de l'étoile en suivant la

rotation de celle-ci et forment des sortes de bras spiraux. Dans la plupart des cas, lorsque des CIR sont détectés, il y en a deux (Kaper et al., 1997), ce qui donne un rapport $P_{CIR}/P_{rot} \simeq 1/2$.

Cranmer & Owocki (1996) ont fait des simulations pour montrer le lien entre les CIR et les composantes discrètes d'absorption retrouvées dans presque toutes les étoiles O (Howarth & Prinja, 1989). Dans ces simulations, les CIR sont causés par un excès ou un déficit de pression de radiation à la base du vent.

Selon Kaper et al. (1997), les CIR n'auraient que deux explications plausibles : des pulsations non-radiales, ou bien la présence d'un faible champ magnétique à la base du vent qui créerait des points chauds.

2.5 Interaction entre les vents et le milieu interstellaire

La matière rejetée par les étoiles finit forcément par interagir avec le milieu environnant. Ces interactions sont particulièrement évidentes autour des étoiles chaudes, dont les vents, rapides et passablement denses (en comparaison au vent solaire par exemple) peuvent générer des chocs supersoniques avec leur environnement, produisant ainsi de spectaculaires coquilles. Dans le cas des objets évolués émettant des vents lents mais très denses, la perte de masse peut résulter en une nébuleuse ou une bulle entourant l'étoile. Les différentes phases évolutives des étoiles massives s'accompagnent donc de structures (bulles, coquilles, etc.) différentes dont l'interaction les unes avec les autres peut aider à dresser un portrait du passé d'un astre.

2.5.1 Théorie

L'interaction entre les vents stellaires et le milieu ambiant est représentée à la figure 2.2.

Dans Castor et al. (1975a), on dénote trois phases que traversent les bulles soufflées par les vents stellaires au cours de leur évolution. Il y a tout d'abord une première phase durant laquelle le vent prend de l'expansion presque sans aucune opposition. Comme le milieu interstellaire est peu dense, ce dernier est poussé par le vent presque à la même

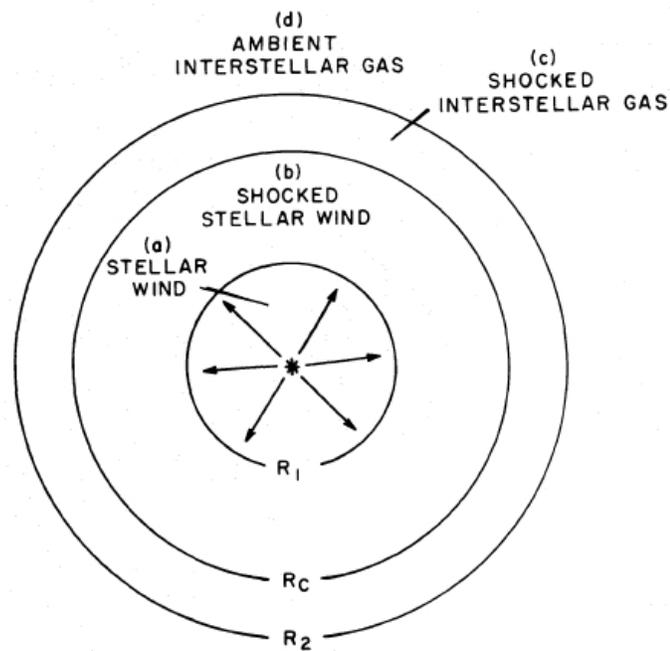


Figure 2.2 – Schéma de l'interaction entre les vents stellaires et le milieu interstellaire ; on distingue 4 zones principales : (a) correspond à la zone où le vent prend librement de l'expansion, (b) correspond au vent ayant traversé un premier choc, il est chaud et comprimé, (c) correspond à la matière interstellaire réchauffée et poussée par les vents alors que (d) correspond au milieu interstellaire n'ayant pas encore été traversé par le choc externe. La coquille de matière dense qui est observée autour des étoiles ayant des vents rapides se situe à l'interface entre les zones (b) et (c) (tiré de Weaver et al. 1977).

vitesse à laquelle celui-ci est émis, jusqu'à ce que la matière s'accumule autour de la coquille en expansion et que celle-ci ne soit plus capable de l'accélérer suffisamment afin de garder sa vitesse. Cette "phase d'expansion libre" dure jusqu'à ce que la masse de matière interstellaire repoussée par la bulle en expansion soit comparable à la masse de matière rejetée par l'étoile ayant soufflé la bulle, soit typiquement autour de 100 ans dans le cas d'une étoile chaude de la séquence principale.

La phase suivante est appelée la "phase adiabatique", car la matière comprise entre les deux chocs (zones (b) et (c) dans la figure 2.2) est très chaude et n'est pas soumise à un refroidissement radiatif. De plus, l'interface entre ces deux zones ne possède pas encore une densité significativement supérieure à celle du milieu interstellaire choqué. Cette phase ne dure généralement pas plus de 1000 ans, car une fois que le gaz s'est suffisamment refroidi en prenant de l'expansion, le refroidissement radiatif redevient le processus dominant et l'expansion n'est plus adiabatique.

La dernière phase d'évolution des bulles est également la plus importante, car c'est celle qui dure le plus longtemps : il s'agit de la "phase chasse-neige". Au cours de cette phase, la matière interstellaire choquée s'étant refroidie, la coquille formant l'interface entre celle-ci et le vent choqué se rétrécit et devient dense. Quant au vent stellaire choqué, deux scénarios sont possibles. Soit le choc interne réchauffe suffisamment le vent afin qu'il ne subisse pas de refroidissement radiatif, ce qui fait que l'énergie est conservée et donne lieu à une zone étendue de vent choqué chaud et peu dense, ou bien s'il ne parvient plus à le réchauffer assez ($T \lesssim 10^6$ K), on parle plutôt seulement de conservation de la quantité de mouvement car le vent choqué se refroidit de manière radiative et la zone qu'il occupe se contracte.

La formule décrivant le rayon de la bulle en fonction du temps dépend de la situation du vent choqué. Si c'est une phase de conservation d'énergie, la formule est la suivante :

$$R(t) = \left(\frac{25L_w}{14\pi\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (2.6)$$

où $L_w = \frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$ est la luminosité mécanique du vent, soit la quantité d'énergie mécanique qu'il transporte par unité de temps, ρ_0 est la densité initiale du milieu ambiant et t

est le temps écoulé.

Dans le cas de la phase de conservation de la quantité de mouvement, on voit que l'expansion se fait un peu moins vite :

$$R(t) = \left(\frac{3\dot{M}v_\infty}{2\pi\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2}. \quad (2.7)$$

Alors que ce développement concerne surtout les bulles interstellaires soufflées par les étoiles de la séquence principale, une évolution similaire a lieu pour les bulles circumstellaires soufflées lors de la phase WR ; cependant, leur interaction avec le milieu environnant peu s'avérer être un peu plus compliquée dans la mesure où il s'agit de nébuleuses formées lors de phases antérieures dont la densité n'est pas forcément uniforme, ce qui peut donner lieu à des structures d'interaction un peu plus complexes.

2.5.2 Structures autour des étoiles massives

Chu (2003) a fait un bon résumé des structures retrouvées autour des étoiles massives au cours des différentes phases de leur vie. Cette sous-section en aborde les grandes lignes. Comme les vents éjectés par ces étoiles changent grandement d'une phase à l'autre, il est normal que leur effet sur le milieu environnant dépende du stade évolutif d'un objet donné. Le tableau 2.I résume les principales caractéristiques des vents d'étoiles massives en fonction de la phase.

Phase	Vitesse terminale des vents	Taux de perte de masse
Séquence principale (OB)	1000-2000 km/s	$\sim 10^{-7} M_\odot \text{yr}^{-1}$
RSG	10-100 km/s	$10^{-5}-10^{-4} M_\odot \text{yr}^{-1}$
LBV	Variable	Variable
WR	2000-3000 km/s	$\sim 10^{-5} M_\odot \text{yr}^{-1}$

Tableau 2.I – Propriétés de base des vents des étoiles massives en fonction de la phase (Lamers & Cassinelli, 1999).

2.5.2.1 Considérations évolutives

Garcia-Segura et al. (1996b) proposent une manière de déterminer le passé évolu-

tif d'une étoile massive. En effet, en procédant à des simulations de l'évolution de ces étoiles tout au cours de leur vie selon différents scénarios qui dépendent de la masse initiale, il est possible d'étudier l'interaction entre les différentes structures formées par les vents stellaires lors de chacune des phases et de comparer le résultat final aux observations. Ils proposent d'abord une simulation pour une étoile ayant une masse initiale de $60 M_{\odot}$ et ayant traversé successivement la séquence principale, la phase LBV, puis la phase WR. Dans un second article (Garcia-Segura et al., 1996a), ils investiguent le cas d'une étoile de $35 M_{\odot}$ de masse initiale passant de la séquence principale à la phase RSG, pour ensuite terminer en WR.

Dans les deux cas, on constate bien que le vent WR souffle une bulle qui interagit avec la nébuleuse formée à la phase précédente d'évolution. À l'interface, il se crée des instabilités de Rayleigh-Taylor (RT), donnant lieu à des structures filamentaires (voir figure 2.3). Les tailles des bulles permettent de faire une distinction entre les deux cas. Un exemple de tracé évolutif est donné à la figure 2.4.

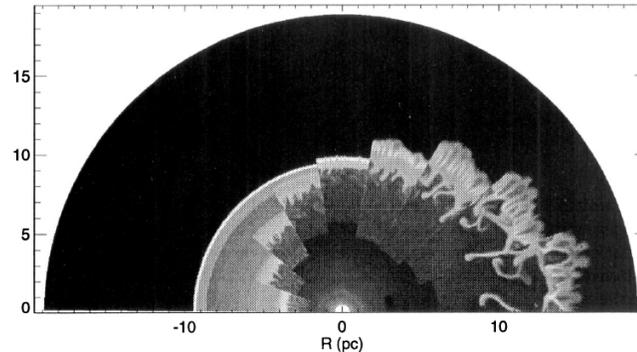


Figure 2.3 – Une bulle circumstellaire est soufflée par une WR et on peut voir son évolution temporelle (dans le sens des aiguilles d'une montre, chaque secteur correspond à une tranche de temps de 3150 ans) alors qu'elle interagit avec la nébuleuse formée au cours de la phase RSG ; on voit bien les "doigts" caractéristiques des instabilités RT ainsi que le choc dirigé vers l'intérieur dans les derniers secteurs (tiré de Garcia-Segura et al. 1996a). Le dégradé en gris représente le logarithme de la densité.

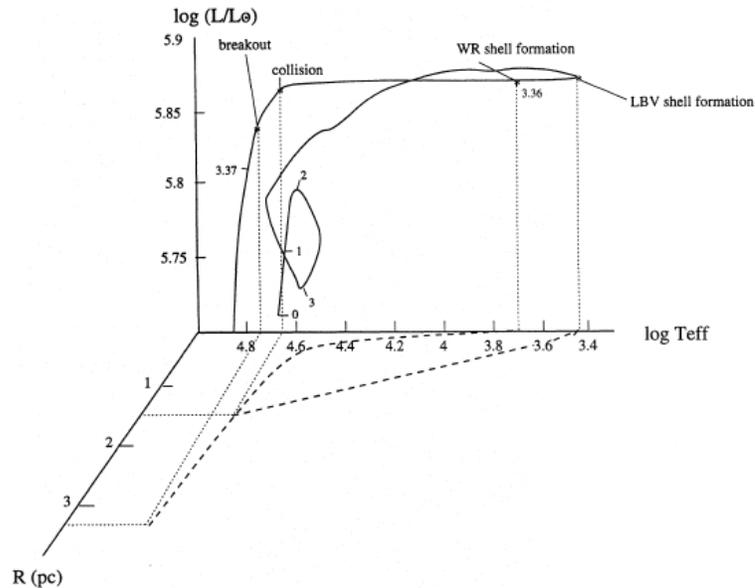


Figure 2.4 – Évolution d’une étoile de $60 M_{\odot}$ dans le diagramme H-R ; un troisième axe est rajouté pour suivre l’évolution du rayon de la bulle circumstellaire et l’âge de l’étoile est donné à différents endroits le long de la courbe (tiré de Garcia-Segura et al. 1996b).

2.5.2.2 Étoiles OB

Les étoiles OB, en plus d’éjecter un vent ténu mais rapide, renvoient dans leur environnement un rayonnement fortement ionisant, ce qui crée des régions HII autour de celles-ci. Alors que les astronomes se seraient attendus à observer un grand nombre de bulles interstellaires soufflées par les vents des étoiles OB au sein de ces régions de gaz ionisé, très peu de bulles de ce genre ont été trouvées. La raison en est bien simple : la coquille dense se retrouvant à l’interface entre les vents et le milieu interstellaire prend de l’expansion à des vitesses d’environ 10-15 km/s, ce qui est comparable à la vitesse isotherme du son dans une région HII à une température typique de 10^4 K. Ainsi, l’expansion n’est pas supersonique et il n’y a pas de choc, donc la bulle n’est pas observée. Cependant, en regardant le décalage Doppler des régions entourant l’étoile, il est effectivement possible de détecter un champ de vitesses correspondant à une coquille en expansion à une dizaine de km/s.

Plus tard au cours de la vie de l’étoile, cette coquille peut devenir visible lorsque

l'objet central se refroidit et cesse d'ioniser le milieu environnant, qui se refroidit à son tour, donnant lieu à de la recombinaison. La coquille recombinaison continue de prendre de l'expansion, mais produit à partir de ce moment un choc hautement supersonique, la vitesse isotherme du son dans une région HI étant autour de 1 km/s (à une température d'environ 100 K). Les bulles interstellaires soufflées par les étoiles massives de la séquence principale atteignent généralement une taille d'une dizaine de pc.

2.5.2.3 RSG

Les RSG pour leur part émettent un vent beaucoup plus lent que celui des étoiles OB, mais également beaucoup plus dense. Cette importante éjection de matière se fait progressivement, formant ainsi une nébuleuse autour de l'étoile. En raison des faibles vitesses impliquées et de la relativement courte durée de vie de la phase RSG, cette nébuleuse atteint des tailles infimes en comparaison aux bulles interstellaires décrites ci-haut, tant et si bien qu'on la qualifie plutôt de nébuleuse circumstellaire (la taille typique d'une nébuleuse circumstellaire autour d'une RSG est de l'ordre de $\sim 10^3$ AU (1 AU correspond à la distance moyenne entre la Terre et le Soleil, soit $\sim 1.5 \times 10^{11}$ m).

La perte de masse des RSG se caractérise également par la présence de poussière dans leurs vents. Les nébuleuses circumstellaires contiennent donc des grains de poussière, ce qui affecte évidemment la manière dont elles sont observées. Ces grains diffusent la lumière dans l'optique et émettent dans l'IR. Ces deux effets sont visibles lors des observations des nébuleuses circumstellaires.

2.5.2.4 LBV

De par leur nature instable, les LBV sont parmi les étoiles les plus imprévisibles et il en va de même des nébuleuses qui les entourent. De manière générale, elles ne sont pas de très grande taille (elles dépassent rarement une taille de 2 pc) et sont donc également qualifiées de circumstellaires. Les éruptions violentes qui parviennent parfois à la surface de ces étoiles peuvent donner lieu à des nébuleuses très irrégulières. Une fois de plus, η Car procure l'archétype de ce genre de nébuleuses très impressionnantes, avec

la nébuleuse de l'Homoncule qui l'entoure, mais un autre bon exemple serait l'étoile du Pistolet, longtemps candidate au titre d'étoile la plus massive connue, dont les éjections ont formé la nébuleuse du même nom (voir la figure 2.5).

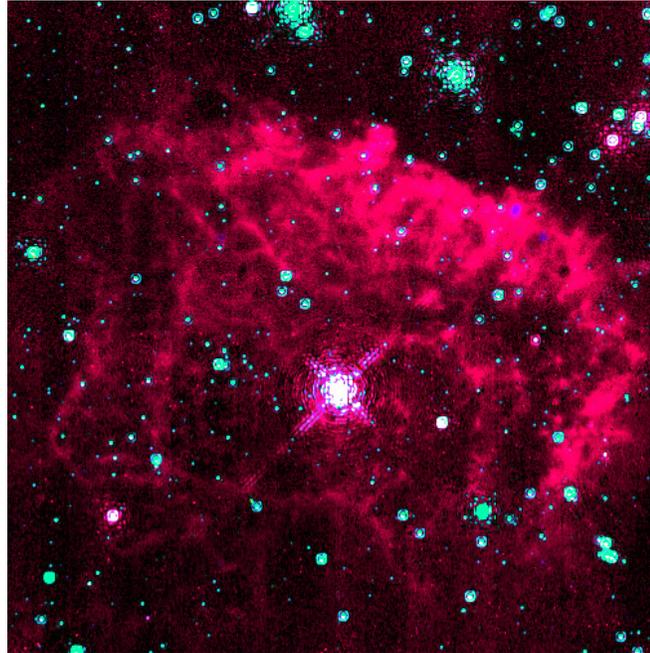


Figure 2.5 – La nébuleuse du Pistolet, entourant l'étoile du même nom, une LBV hyper-massive (image prise avec HST/NICMOS dans l'infrarouge, NASA).

2.5.2.5 WR

Les vents des WR sont parmi les plus puissants vents stellaires, car ils combinent un taux de perte de masse très élevé avec des vitesses d'éjection extrêmes, ce qui donne un vent avec une très grande énergie mécanique. L'interaction avec le milieu environnant (généralement une nébuleuse circumstellaire formée lors d'une phase évolutive précédente) n'en est que plus forte.

Chu (1981) identifie trois sortes de nébuleuses annulaires provenant de l'interaction entre la bulle circumstellaire soufflée par le fort vent WR et la nébuleuse circumstellaire préexistante :

1. les nébuleuses de type E (pour "éjecta") ;

2. les nébuleuses de type W (pour "wind", le vent de la WR), et
3. les nébuleuses de type R (pour "radiatively excited HII regions").

En réalité, seuls les deux premiers types mentionnés sont le résultat direct des vents WR. En effet, le type E correspond à une nébuleuse caractérisée par des inhomogénéités, des grumeaux denses éjectés par l'étoile et se démarquant du milieu ambiant jusqu'à ce qu'ils prennent de l'expansion en s'éloignant de celle-ci à cause du gradient de pression plus important et ne soient plus détectables. Le type W, quant à lui, correspond à une coquille mince et dense en expansion autour de l'étoile ; il s'agit de la bulle circumstellaire soufflée par la WR. Qui plus est, l'âge de ce type de nébuleuse est inférieur à la durée de vie de la phase WR, ce qui confirme que ce sont bien les vents de la phase WR, et non ceux de phases précédentes, qui en sont à l'origine.

Finalement, le type R décrit plutôt des bulles interstellaires datant du passage de l'étoile sur la séquence principale et n'apporte donc aucune information sur la bulle circumstellaire, si ce n'est qu'elle ne peut être détectée.

Évidemment, ces types de nébuleuses ne sont pas mutuellement exclusifs et ne décrivent surtout que ce qui peut être observé, et non pas la physique impliquée, qui au demeurant doit être assez semblable pour toutes les étoiles à l'origine des nébuleuses annulaires. Dans tous les cas, les bulles circumstellaires associées au vent des WR atteignent au maximum une taille de quelques pc.

2.5.3 Structures à grande échelle

Une des particularités précédemment mentionnées des étoiles massives est le fait qu'elles se retrouvent souvent au sein d'associations. Pour une association donnée, un certain nombre d'étoiles massives naissent toutes environ en même temps, et celles ayant des masses similaires traverseront à peu près les mêmes phases, à peu près en même temps. De cette manière, le vent combiné de ces étoiles peut provoquer l'émergence de structures à grande échelle.

2.5.3.1 Superbulles

Dans le cas d'une association OB qui donne naissance à un certain nombre d'étoiles massives avec de forts vents, l'effet combiné de ces vents peut former une superbulle qui finit par toutes les englober, atteignant des tailles typiques de l'ordre d'une centaine de pc (Chu, 2008). La structure d'une superbulle est assez similaire à celle d'une bulle individuelle, tout simplement à une échelle plus grande. Cependant, certains effets peuvent affecter les superbulles mais sont moins importants pour les bulles, par exemple les variations de densité à grande échelle du milieu ambiant.

2.5.3.2 Coquilles supergéantes (SGS)

Alors que les superbulles sont produites par une seule génération, les SGS, qui peuvent atteindre des tailles gigantesques, de l'ordre de 10^3 pc, ce qui les place parmi les plus grandes structures du milieu interstellaire, seraient plutôt produites par plusieurs générations successives d'étoiles massives. En effet, le temps dynamique requis pour qu'elles atteignent de si grandes proportions (autour de 10^7 ans) est nettement supérieur à la durée de vie d'une étoile massive (Chu, 2008). Comme les superbulles peuvent agir sur le milieu environnant, elles favorisent parfois la formation d'étoiles, déclenchant ainsi la naissance d'une nouvelle génération d'étoiles massives. Ces structures se formeraient donc de l'intérieur vers l'extérieur, chaque nouvelle génération d'étoiles massives agrandissant un peu plus la SGS. Les observations appuient d'ailleurs ce scénario, avec les étoiles les plus vieilles se retrouvant plutôt au centre des SGS et les étoiles les plus jeunes en périphérie.

2.6 Collision de vents

L'interaction des vents avec le milieu interstellaire vient d'être vue en détails, mais dans le cas de systèmes binaires comportant deux étoiles massives, les vents des deux compagnons interagissent également entre eux.

2.6.1 Géométrie de la zone de collision

La zone de collision de vents correspond à l'endroit où les composantes des quantités de mouvement des particules des deux vents le long de l'axe entre les deux étoiles s'annulent. Les principaux paramètres décrivant la géométrie de la zone de collision sont représentés dans la figure 2.6.

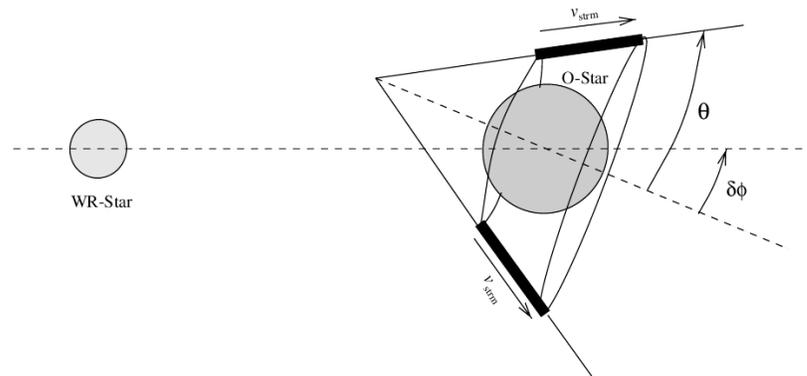


Figure 2.6 – Géométrie de la zone de collision de vents ; on retrouve les principaux paramètres qui la décrivent (tiré de Bartzakos et al. 2001). Cette image est idéalisée puisque la zone de collision de vents prend plutôt la forme d'un parabolôïde et non d'un cône, mais l'intérêt de ce schéma était surtout de montrer la matière s'écoulant un peu plus loin le long de cette zone (en traits gras).

Dans cette figure, θ représente l'angle de demi-ouverture du cône, $\delta\phi$ représente le retard de phase induit par la force de Coriolis et v_{strm} représente la vitesse à laquelle la matière s'écoule le long du cône. Les deux étoiles qui y sont montrées sont une WR et une O. La zone de collision est plus près de l'étoile O, comme on pourrait s'y attendre (étant donné que le vent quitte l'étoile O avec une plus petite quantité de mouvement).

Au fur et à mesure que les deux étoiles orbitent l'une autour de l'autre, cette zone de collision de vents orbite également, entourant constamment l'étoile avec le vent le plus faible. La matière le long du cône émet de la radiation et peut produire un excès d'émission dans certaines raies. Les vitesses radiales de cet excès sont décalées d'un quart de phase par rapport à celles des compagnons binaires.

Le modèle élaboré dans Luehrs (1997) utilise ces excès d'émission afin de retrouver les paramètres géométriques mentionnés ci-haut, ainsi que l'angle d'inclinaison orbitale.

Les excès sont isolés en soustrayant un profil de base (non perturbé) aux raies affectées (par exemple, la raie de CIII $\lambda 5696$) tout au long de l'orbite. Une version intégrale de cette méthode, développée dans Hill et al. (2000), est présentée plus en détails dans le chapitre 4.

2.6.2 Formation de poussière

Le lien entre la collision de vents et la formation de poussière a été établi lorsque la période de 7.9 ans associée à la formation épisodique de poussière dans WR140 a aussi été associée à l'orbite d'une binaire excentrique (Williams et al., 1987b). La raison est que la zone de collision de vents donne lieu à de hautes densités, propices à la condensation des grains de poussière, et la matière qui s'y retrouve se refroidit assez rapidement en s'écoulant, permettant ainsi d'atteindre des températures favorables. Avec tous ces ingrédients réunis, la poussière pourrait se former pour ensuite se retrouver dans une coquille autour du système binaire.

2.7 Autres phénomènes

Plusieurs autres phénomènes en lien avec les vents stellaires n'ont pas été couverts dans ce chapitre et seront seulement mentionnés brièvement dans cette section.

Un facteur potentiellement déterminant est la présence ou non d'un champ magnétique dans l'étoile. L'influence d'un champ magnétique sur une atmosphère stellaire a déjà été étudiée en profondeur dans le contexte de la physique solaire, mais cette influence est moins bien connue pour les étoiles massives, surtout qu'il y est beaucoup plus difficile de détecter un champ, en particulier dans le cas des WR, puisque l'atmosphère étendue cache la "surface" de l'étoile.

La rotation contribue également à la perte de masse. Non seulement elle l'augmente, mais le vent qui se dégage d'une étoile en rotation est plus dense au niveau de l'équateur (Bjorkman & Cassinelli, 1993).

CHAPITRE 3

UNE BRÈVE HISTOIRE DE CV SER

Les deux premiers chapitres de ce mémoire ont permis de mettre la table pour l'étude de CV Ser, un système binaire WR + O dans la constellation du Serpent, qui a longtemps intrigué les astronomes par son comportement particulier. À une époque où les propriétés des vents en collision et de la formation de poussière autour des WR étaient encore plutôt méconnues, ce système a quelquefois amené des éléments de réponse, soulevant toutefois plus souvent qu'à son tour de nouvelles questions. Quelques détails de cet objet sont donnés au tableau 3.I.

Quelques données sur CV Ser	
Identifiants	CV Ser, WR113, HD168206
Type de binarité ^a	SB2
Coordonnées (J2000) ^b	$\alpha = 18:19:07.36$, $\delta = -11:37:59.2$
Coordonnées galactiques ^b	$l = 18.91^\circ$, $b = +1.75^\circ$
Types spectraux ^c	WC8d + O8-9IV
Magnitude visuelle (v) ^d	9.43
Indice de couleur b-v ^d	+0.46
Période orbitale (jours) ^e	29.704 ± 0.002
Ellipticité [*]	0 (?)

^a Hiltner (1945a)

^b van Leeuwen (2007)

^c van der Hucht (2001)

^d Massey (1984)

^e Niemela et al. (1996)

* Alors que toutes les études précédentes assumaient une orbite circulaire, Niemela et al. (1996) trouvent plutôt $e = 0.19 \pm 0.03$.

Tableau 3.I – "Fiche technique" de CV Ser

Au cours de ce bref chapitre, une revue chronologique sera faite de certaines des études marquantes ayant porté sur CV Ser, dévoilant ainsi plusieurs propriétés importantes de ce système clé.

3.1 Les premières observations

La composante WR de CV Ser était déjà identifiée comme telle lors de la publication du premier catalogue faisant le recensement des Wolf-Rayet (Campbell, 1894). C'est Hiltner (1945a) qui en a découvert la binarité, notant la présence de raies d'absorption dans le spectre, ce qui était cohérent avec la présence d'un compagnon moins évolué, et publiant l'année même une orbite (Hiltner, 1945b).

Quelques années plus tard, Gaposchkin (1949) a produit la première courbe de lumière de CV Ser, montrant qu'il s'agissait d'une binaire éclipante (il s'agit ici d'éclipses atmosphériques, i.e. c'est le vent de la WR qui absorbe la lumière du compagnon binaire). Un suivi effectué par Hjellming & Hiltner (1963) confirme cette observation, mais la profondeur des éclipses est grandement changée : alors que celle de 1949 était d'une profondeur d'environ 0.1 à 0.15 mag, celle de 1963 est d'environ 0.5 mag (0.49 mag dans le jaune et 0.55 mag dans le bleu).

Outre ce changement de profondeur, une autre surprise provenait de l'asymétrie de l'éclipse. En effet, on voit bien à la figure 3.1 que cette dernière a une forme atypique.

3.2 Une surprise de taille !

Cependant, CV Ser n'avait pas fini de surprendre les astronomes, loin de là ! Stępień (1970) et Kuhl & Schweizer (1970) ont rapporté que le système avait cessé d'éclipser. En effet, les courbes de lumière obtenues dans le visible ne montraient aucun signe d'éclipse (voir figure 3.2).

Une hypothèse préliminaire fournie pour expliquer ce phénomène était que l'enveloppe externe de la WR prenait de l'expansion, possiblement jusqu'à entourer les deux étoiles (ou était même éjectée). Ainsi, la densité électronique diminuée à la surface de la WR réduirait l'éclipse primaire à zéro et son disque serait trop petit pour causer une éclipse secondaire. Un scénario "d'enveloppe variable" est proposé, avec des éjections épisodiques de la couche externe de la composante WR. Cependant, la nécessité d'obtenir des observations continues sur une plus longue période de temps est soulignée afin de pouvoir se faire une meilleure idée de la nature de ce processus.

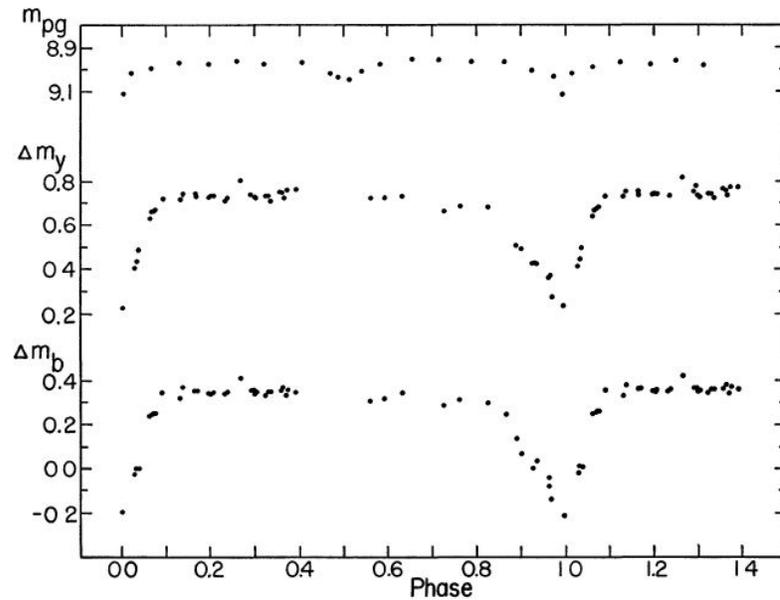


Figure 3.1 – Courbes de lumière tirées de Hjellming & Hiltner (1963) : en haut, on a la courbe de Gaposchkin (1949), au milieu, la photométrie prise dans la bande "jaune" et en bas, la photométrie prise dans la bande "bleue". On note bien l'asymétrie des éclipses dans ces deux dernières courbes.

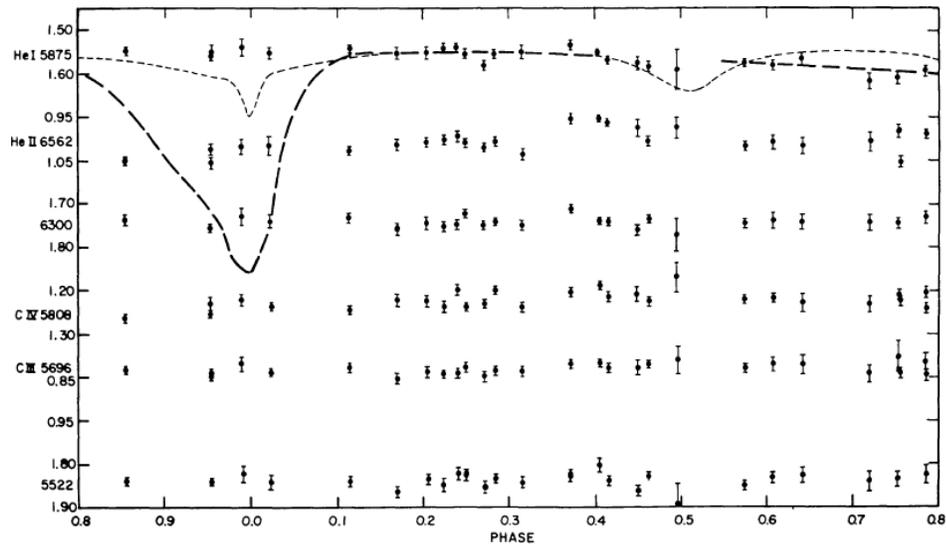


Figure 3.2 – Courbes de lumière tirées de Kuhl & Schweizer (1970) : des courbes de lumière visible dans plusieurs bandes centrées autour de raies d'émission de la WR ainsi que dans plusieurs bandes de continu ne montrent aucune éclipse !

Certaines autres explications ont été mises de l'avant pour essayer de comprendre ce curieux phénomène. Par exemple, Cowley et al. (1971) proposent que la variation de profondeur des éclipses (et dans certains cas leur absence) pourrait être due à des périodes erronées. En effet, si la période utilisée n'est pas suffisamment précise, on pourrait tomber juste à côté de la véritable éclipse et conséquemment avoir l'impression qu'elle a disparu. Cependant, Burchi (1972) a invalidé cet argument puisque même en utilisant les deux différentes périodes publiées, il arrivait toujours à la même conclusion comme quoi le système s'était arrêté d'éclipser.

Une partie de la réponse a été fournie l'année suivante, lorsque Cherepashchuk (1972) ne trouve qu'une faible variation dans le continu visible mais retrouve des éclipses à $\lambda 4653$ (d'une profondeur de 0.19 mag). Sur 6 années d'observation, l'effet Hjellming-Hiltner (une profonde éclipse dans le continu visible) n'est pas présent, et selon les nouvelles éphémérides obtenues, cet effet se serait manifesté lorsque la phase valait 0.475, soit lorsque le compagnon de la séquence principale (alors classé comme étant une étoile B0) était devant l'étoile WR, ce qui signifie qu'il ne s'agissait pas d'une éclipse atmosphérique. Les courbes de lumière moyennes obtenues sont montrées à la figure 3.3.

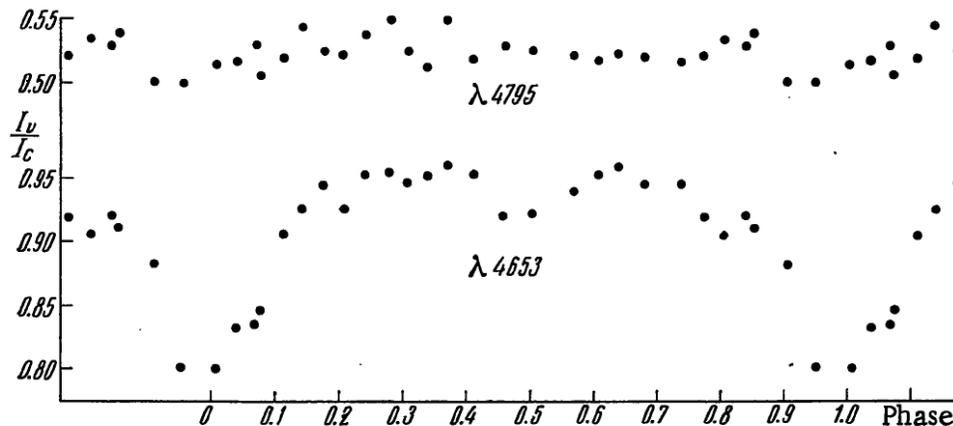


Figure 3.3 – Courbes de lumière tirées de Cherepashchuk (1972) : on voit bien que la courbe de lumière prise dans le continu visible (en haut) varie très peu alors que celle prise autour de la raie d'émission CIII $\lambda 4653$ montre bien des éclipses (primaire et secondaire).

Morrison & Wolff (1972) trouvent un effet semblable dans la bande b (centrée à peu

près autour de $\lambda 4653$), mais ne trouvent pas de minimum secondaire. De l'autre côté, en regardant les plaques photographiques de Harvard entre 1905 et 1953, Schild & Liller (1975) arrivent à la conclusion que CV Ser ne manifeste des éclipses dans le continu visible que très rarement.

3.3 Un mystère poussiéreux

Vers le début des années 1970, une découverte étonnante est faite. En effet, contrairement à ce qu'indiquerait l'intuition, Allen et al. (1972) observent des excès IR associés à des étoiles de type WC9 qui seraient dus à de la poussière. Quelques années plus tard, des observations IR de CV Ser semblent indiquer que ce système en produirait lui aussi (Cohen et al., 1975). Ce phénomène offrait une explication attrayante pour certains autres mystères entourant ce système, mais soulevait également un bon nombre de nouvelles questions.

L'étude dans différentes longueurs d'onde de CV Ser a offert des résultats intéressants, comme la découverte d'une coquille double (Gonzalez & Rosado, 1984), alors que de fortes éclipses sont trouvées dans l'UV (à des longueurs d'onde de moins de 2300 Å), tant dans les raies d'émission que dans le continu.

Parallèlement, d'autres observations spectroscopiques sont menées afin de raffiner la solution orbitale (e.g. Massey & Niemela 1981). Cependant, contrairement à toutes les études précédentes, Niemela et al. (1996) trouvent une orbite passablement elliptique ($e = 0.19$).

Finalement, le système est beaucoup mieux connu à l'approche du XXI^e siècle, avec une détermination du taux de perte de masse de la WR (Lamontagne et al., 1996) et une caractérisation de la zone de collision de vents (Antokhin et al., 2000).

3.4 Interrogations diverses

Cependant, malgré ces nombreuses connaissances, CV Ser demeure un système mystérieux et surtout mal compris. Parmi les questions les plus importantes, il serait essentiel de déterminer :

- la manière dont la poussière se forme dans le système et comment elle peut affecter la courbe de lumière ;
- une solution orbitale unique (déterminer si l'orbite est circulaire ou elliptique) ;
- si la profondeur des éclipses varie constamment et comment ce phénomène peut être relié aux différents paramètres du système ;
- les paramètres de la zone de collision de vents avec plus de précision...

Évidemment, il ne s'agit là que de quelques problèmes et ce n'est certainement pas une liste exhaustive, mais elle donne tout de même une idée de la nécessité d'étudier à nouveau ce système afin d'en percer les nombreux mystères !

CHAPITRE 4

ARTICLE

Ce chapitre est constitué de l'aboutissement de mon travail des deux dernières années. L'article *Using MOST to reveal the secrets of the mischievous binary CV Ser* est en préparation en vue d'être soumis au journal *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. J'en suis le premier auteur et c'est moi qui l'ai rédigé, guidé par les conseils éclairés (et surtout éclairants !) de mon superviseur, Anthony Moffat. Je dois aussi remercier mes autres coauteurs pour leur collaboration et leurs suggestions qui se sont avérées très utiles lorsqu'est venu le temps de corriger et d'améliorer cet article.

Ma contribution à cette recherche a été au niveau de la réduction des données (surtout les données spectroscopiques de l'Observatoire du Mont-Mégantic) et principalement au niveau de l'analyse des données, que j'ai entièrement effectuée (aidé une fois de plus par les idées du Pr. Moffat et sa vaste expérience). J'ai aussi recueilli la majorité des données provenant de l'OMM, résidant à l'Observatoire pendant plus de 6 semaines d'affilée au cours de l'été 2009 et pendant 2 semaines et demie au cours de l'été suivant. Cette expérience a été extrêmement enrichissante.

À noter aussi la contribution d'André-Nicolas Chené, qui m'a fourni des spectres réduits qu'il a lui-même pris, assisté de Nicholas Lange, au Dominion Astrophysical Observatory (DAO). Les autres noms figurant sur l'article sont ceux de l'équipe scientifique du satellite MOST, que nous avons eu la chance exceptionnelle d'utiliser pour obtenir de la photométrie très précise de CV Ser. Du lot, Jason Rowe a eu une contribution particulièrement importante en effectuant une première réduction des données brutes de MOST.

Using *MOST* to reveal the secrets of the mischievous Wolf-Rayet binary CV Ser

Alexandre David-Uraz,¹ Anthony F. J. Moffat,¹ André-Nicolas Chené,^{2 3}
Jason F. Rowe,⁴ Nicholas Lange,⁵ David B. Guenther,⁶ Rainer Kuschnig,^{7 8}
Jaymie M. Matthews,⁸ Slavek M. Rucinski,⁹ Dimitar Sasselov¹⁰ and
Werner W. Weiss⁷

¹*Département de physique and Centre de Recherche en Astrophysique du Québec, Université de Montréal, C.P. 6128, Succursale Centre-Ville, Montréal, QC H3C 3J7, Canada*

²*Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile*

³*Departamento de Física y Astronomía, Facultad de Ciencias, Universidad de Valparaíso, Av. Gran Bretaña 1111, Playa Ancha, Casilla 5030, Valparaíso, Chile*

⁴*NASA Ames Research Center, Moffett Field, CA 94035, USA*

⁵*Herzberg Institute of Astrophysics/National Research Council, 5071 West Saanich Road, Victoria, BC V9E 2E7, Canada*

⁶*Institute for Computational Astrophysics, Department of Astronomy and Physics, Saint Mary's University, Halifax, NS B3H 3C3, Canada*

⁷*Universität Wien, Institut für Astronomie, Türkenschanzstrasse 17, A-1180 Wien, Austria*

⁸*Department of Physics & Astronomy, University of British Columbia, 6224 Agricultural Road, Vancouver, BC V6T 1Z1, Canada*

⁹*Department of Astronomy and Astrophysics, University of Toronto, 50 St George Street, Toronto, Ontario M5S 3H4, Canada*

¹⁰*Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, 60 Garden Street, Cambridge, MA 02138, USA*

ABSTRACT

The WR binary CV Serpentis (WC8d + O8-9IV) has been a source of mystery since it was shown that its atmospheric eclipses change with time over decades, in addition to its sporadic dust production. However, the first high-precision time-dependent photometric observations obtained with the MOST space telescope in 2009 show two *consecutive* eclipses over the 29d orbit, with varying depths. A subsequent MOST run in 2010 showed an asymmetric eclipse profile. In order to help make sense of these observations, parallel optical spectroscopy was obtained from the Mont Megantic Observatory (2009, 2010) and from the Dominion Astrophysical Observatory (2009). An unprecedented 62% increase in \dot{M} is observed over one orbital period. There also seems to be evidence for the presence of corotating interaction regions (CIR) in the WR wind. Indeed, a CIR-like signature is found in the light curves, implying a rotation period for the WR star of 1.6-1.7 d. Finally, a new circular orbit is derived, along with constraints for the wind collision.

Keywords : binaries : eclipsing – stars : mass-loss – stars : winds, outflows – stars : Wolf-Rayet.

4.1 Introduction

Ever since Allen et al. (1972) showed an IR excess in WC9 stars, it has been known that certain late-type WCs produce dust. This dust is composed of amorphous carbon grains (Williams et al., 1987a) and its formation is also favored in suitable WC + O binaries (i.e. binaries with large enough separations with respect to each star’s luminosity, so that the ionizing flux from the stars cannot prevent dust formation), presumably because of the high densities attained in the shocked region between the colliding winds.

CV Ser (= HD 168206 = WR113) is a long-studied WC8d+O8-9IV spectroscopic binary (Hiltner, 1945a) with atmospheric eclipses and a 29.704d period (Niemela

et al., 1996). Following the first published light-curve by Gaposchkin (1949), various other light curves have shown different eclipse depths or even no eclipse whatsoever (e.g. Hjellming & Hiltner 1963, Kuhl & Schweizer 1970, Lipunova 1985, Stępień 1970, Williams et al. 1977). Different explanations were given, including the possibility that the authors had used the wrong orbital period (Cowley et al., 1971). However, even when no eclipses were found in the optical continuum, Cherepashchuk (1972) showed that the system was still eclipsing in the $\lambda 4653$ emission line (confirmed by Morrison & Wolff 1972).

CV Ser was also shown to produce dust (Cohen et al., 1975). This phenomenon was seen as a plausible explanation for the variation in its optical eclipses.

Several studies have been carried out to refine the orbital solution of CV Ser. Most of them found a quasi circular orbit (e.g. Massey & Niemela 1981) but more recently, Niemela et al. (1996) have cast some doubt on that result, finding an eccentricity of 0.19.

Initially, the goal of this project was to monitor stochastic short-term absorption features in CV Ser's light curve in order to try and link them to clumps in the WR wind. Because of its high sensitivity, the MOST (Microvariability and Oscillations of STars) space telescope seemed like the perfect instrument to carry out this research and the system was observed in 2009 for more than a complete cycle, since the anticipated absorption associated to the clumps should vary with the orbital phase, depending on the part of the WR wind illuminated by the O star along the line of sight (see Fig. 4.1).

If the clumps produce observable absorption throughout the orbit, one would expect to find shorter and deeper variations near $\phi = 0$ (WR in front) and almost no random variations (unless one of the stars undergoes intrinsic variability) around $\phi = 0.5$. Therefore, the scatter of the residuals from a given light curve fit should vary with phase, being larger around $\phi = 0$. These variations would be a few mmag deep, as we would expect from the typical relative density enhancement in clumps.

Section 4.2 will briefly summarize the observations (both photometric and spectroscopic) of CV Ser taken for this study, the specific results for each observing run are presented in section 4.3, and then are briefly discussed in section 4.4.

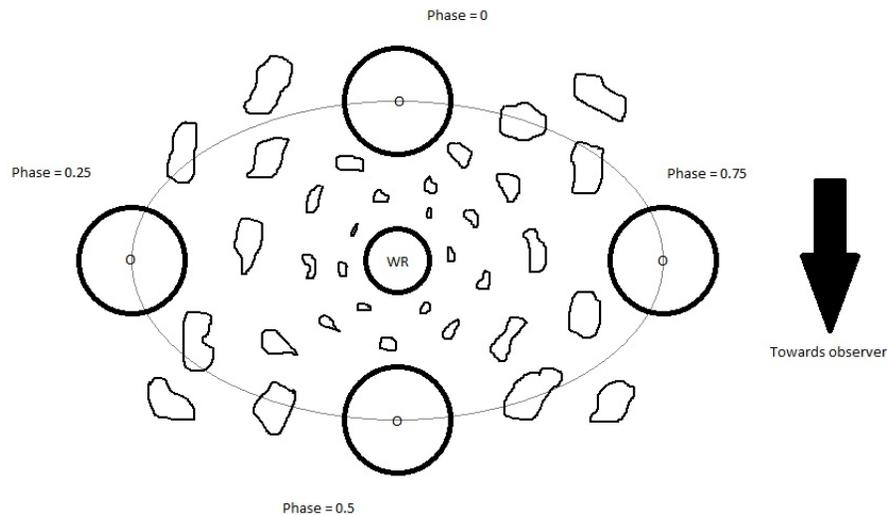


Figure 4.1 – Intuitive cartoon to show how it is expected that the absorption by the clumps along the line of sight should depend on the orbital phase.

4.2 Observations

4.2.1 Optical photometry

Two photometric runs (2009 and 2010) were carried out using the MOST space telescope (Walker et al., 2003), a 150-mm aperture Rumak-Maksutov telescope with, initially, 2 CCDs (1 for science and 1 for tracking ; however, the tracking CCD was lost after being hit by a cosmic ray and tracking and science images are now both obtained on the same CCD) on a polar, Sun-synchronous, low-Earth 101-minute orbit. MOST is used for optical photometry, with a wideband filter (3000 Å, centered around 5250 Å).

The first run was obtained continuously from 2009 June 27 to 2009 August 11. This 45-day observation encompassed 2 eclipses of CV Ser, with millimagnitude precision. Most data points are 0.5 min apart, except when the satellite went over the South Atlantic Anomaly (SAA). Part of the run was also shared with another target, giving an overall inhomogeneously distributed data set. One particularity of this light curve is the difference of depth between both eclipses, which will be discussed in more detail in the

next section.

Because of this interesting behavior, CV Ser was observed once again the following year, from 2010 June 14 to 2010 July 11, in similar conditions. However, only one eclipse of CV Ser was observed.

4.2.2 Optical spectroscopy

Spectroscopy was obtained at both the Observatoire du Mont-Mégantic (2009 and 2010) and the Dominion Astrophysical Observatory (2009 only). Details of these observations are summarized in Table 4.I.

Telescope	Year	Dates	Number of spectra	Spectral range (Å)
OMM (1.6m)	2009	July 5 - August 8	145	4400-6000
DAO (1.8m)	2009	July 7 - July 31	156	5300-6100
OMM (1.6m)	2010	June 21 - July 12	50	4400-6000

Telescope	Year	Resolution (Å/pixel)	Average SNR
OMM (1.6m)	2009	~ 0.64	~ 150
DAO (1.8m)	2009	~ 0.77	≥ 100
OMM (1.6m)	2010	~ 0.64	~ 150

Tableau 4.I – Summary of the spectroscopic observations.

Unfortunately, different instrumental artefacts plague the OMM data. Indeed, the 2009 data show a double-peaked trace, leading to an unevenly accurate dispersion solution. Therefore, the derived RVs were useless (see Section 4.3.3). However, the dispersion solution holds locally, meaning that, for instance, the equivalent widths of individual lines are valid.

As for the 2010 OMM spectra, some of them are full of fine instrumental absorption lines. As this effect could not be corrected, these spectra had to be discarded. Also, the remaining spectra exhibited the same kind of wavelength-calibration problems as the 2009 spectra. Therefore, both the 2009 and 2010 OMM datasets cannot be used for purposes requiring precise wavelength shifts (RVs, orbit, etc...).

4.3 Analysis and Results

4.3.1 MOST 2009 Dataset

First, the data were binned by MOST orbit (101 minutes), applying 3-sigma clipping for each binned point. The resulting light curve is shown in Fig. 4.2. A steady linear drift can be seen throughout the light curve (almost 0.01 mag over 45 days). It did not seem to be due only to the stars and it is well known that such instrumental drifts occur over long periods of continuous observation with the MOST satellite, probably due to slowly declining CCD sensitivity. Similar drifts are visible in the light curves of other field stars, but since the slope of these drifts does not vary smoothly from one region to the next on the CCD, it is impossible to map them out in an effort to determine what part of the drift of the CV Ser light curve is really instrumental. The only option was to fit it out. Nevertheless, both eclipses had undeniably different depths, unless an unusually deep stochastic dip, like those seen elsewhere in the light curve, happened to occur exactly at phase 0.00. However, not only does such a coincidence seem extremely unlikely, but a stochastic dip would not be nearly as long as the duration of the eclipse, which means that the eclipse profile should be altered. Therefore, we dismiss this possibility as being implausible.

The data were fitted using the model developed in Lamontagne et al. (1996) : the eclipse is atmospheric and occurs as the O star goes behind the WR wind, its light being Thomson scattered by free electrons in the WR wind. This is a purely geometrical model and it yields various parameters of the system, including the orbital inclination and the mass-loss rate of the WR component. One of the advantages of this model is that the obtained mass-loss rate is not affected by clumping, and since it makes simple assumptions, it is fairly easy to use.

For wind velocity laws with integer values of β , the model produces an analytical formula describing the behavior of the light curve. In this case we used a $\beta = 0$ law, although it is not the closest to reality (at least not in the case of hot stars). However, as shown in Lamontagne et al. (1996), both $\beta = 0$ and $\beta = 1$ velocity laws produce very similar synthetic light curves, and the first case requires fewer free parameters. The

corresponding formula is

$$\Delta m = \Delta m_0 + A \left(\frac{\pi/2 + \arcsin \varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \right) \quad (4.1)$$

with Δm_0 a constant, $\varepsilon = (\sin i) \cos 2\pi\phi$,

$$A = \frac{(2.5 \log e)k}{(1 + I_{WR}/I_O)} \text{ and } k = \frac{\alpha \sigma_e \dot{M}}{4\pi m_p v_\infty a},$$

in which i is the orbital inclination, e is Euler's number ($\simeq 2.718$), I_{WR}/I_O is the intensity ratio of the 2 stars in the observed bandpass, $\alpha \simeq 0.5$ free electron per He nucleus, σ_e is the Thomson electron-scattering cross section, \dot{M} is the WR mass-loss rate, m_p is the proton mass, v_∞ is the terminal wind speed and a is the orbital separation.

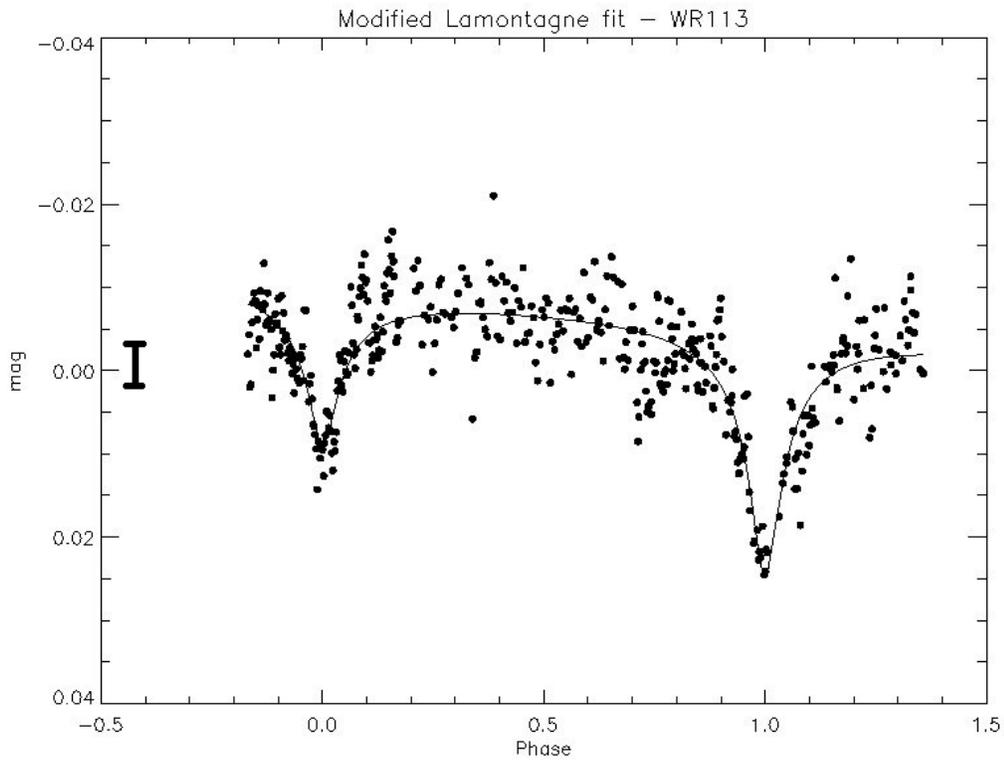


Figure 4.2 – 2009 MOST light curve of CV Ser : the most striking feature is the difference between the depth of each eclipse. Overplotted is the fit to the data, using the modified Lamontagne et al. (1996) model, as explained in the text. A typical single-point errorbar is shown.

However, there was one small problem trying to apply this model to our data, since it only accounts for constant winds, whereas the changing depth of the eclipses in CV Ser's light curve clearly indicates that somehow, over one orbital cycle, the parameters of the WR wind have changed. In order to take this effect into account, it was necessary to slightly modify the model to include possible variations to the A parameter, which includes most of the important parameters of the WR wind. Since little is known about the processes involved in such a change in the wind's structure, there was no reason to assume a particular shape for the variation of A , so we only included a first order term (which also seems justified by the relatively short period of time covered by the data).

Because of the instrumental drift, we also allowed Δm_0 (replaced with B_0 in the formula) to vary linearly with time (with slope B_1), giving the following equation for the modified model :

$$\Delta m = B_0 + B_1 t + (A_0 + A_1 t) \left(\frac{\pi/2 + \arcsin \epsilon}{\sqrt{1 - \epsilon^2}} \right), \quad (4.2)$$

where t is given in units of phase ($[1/P]$).

The corresponding fit is plotted over the light curve in Fig. 4.2. The values of the different parameters are given in Table 4.II. A Monte-Carlo simulation was used, randomly distributing the errors on the data, in order to evaluate the uncertainties on the fit parameters.

Model parameter	Best fit value
B_0 (mag)	-0.0101 ± 0.0004
B_1 (mag/P)	0.0040 ± 0.0005
A_0 (mag)	0.0013 ± 0.0001
A_1 (mag/P)	0.0008 ± 0.0001
$\sin i$	0.979 ± 0.003

Tableau 4.II – Best fit values for the modified Lamontagne model based on the 2009 CV Ser light curve.

One thing particularly stands out when looking at these values : the ratio $A_1 P / A_0 \approx 0.62$, which means that the A parameter, which was considered to be constant in the initial model, increases by 62% over one complete orbital cycle (29.704d, Niemela et al.

1996). But how does this affect the values of the physical parameters of the WR wind? We must first look at each parameter contained in A individually : the ionization level (α), the terminal velocity (v_∞), the intensity ratio (I_{WR}/I_O) and the mass-loss rate (\dot{M}).

The first 3 parameters should all affect the spectra of the system. However, as will be discussed in subsection 4.3.3, no such changes were detected.

Therefore, we conclude that only the mass-loss rate varies significantly and its variation is of the order of 62% over about 30 days, which is unprecedented in any WR star. Using the same (constant) values of α , v_∞ and I_{WR}/I_O as in Lamontagne et al. (1996), we obtain a value of $\dot{M} = 3.5 \times 10^{-6} M_\odot \text{y}^{-1}$ for the first eclipse, and $\dot{M} = 5.7 \times 10^{-6} M_\odot \text{y}^{-1}$ for the second eclipse.

Next, the fit was subtracted from the light curve and the residuals were analysed to see if there were any signs of random variations due to clumping. However, no significant phase-dependent change in the level of random variability was detected, making it difficult to link it to clumping.

However, the Fourier analysis of the residuals (using period04, Lenz & Breger 2005) yielded a significant peak with a 1.18 c/d frequency (see Fig. 4.3). This frequency was ruled out as an instrumental effect and therefore seemed to be intrinsic to the system. Time-frequency analysis (Fig. 4.4) provided a clearer picture : both a ~ 1.18 c/d frequency and a broad ~ 0.6 - 0.7 c/d frequency appeared intermittently (and alternately). This signature was very similar to that detected in the time-frequency plot of WR110 (Chené et al., 2011), suggesting the presence of corotating interaction regions (CIRs) in WR113's wind.

The obtained frequencies seem to be coherent with the hypothesis that CIRs may come in pairs (or even higher multiples, e.g. Kaper et al. 1997) per rotation cycle. Indeed, since one of the frequencies is about twice the other, as is the case for WR110, it seems plausible that the lower frequency is associated with the star's rotation period, whereas the higher one is due to the presence of two CIR arms. However, in order to be able to conclude that the star rotates at a frequency of ~ 0.6 c/d, it would be preferable to see if this frequency is steady over longer periods of time.

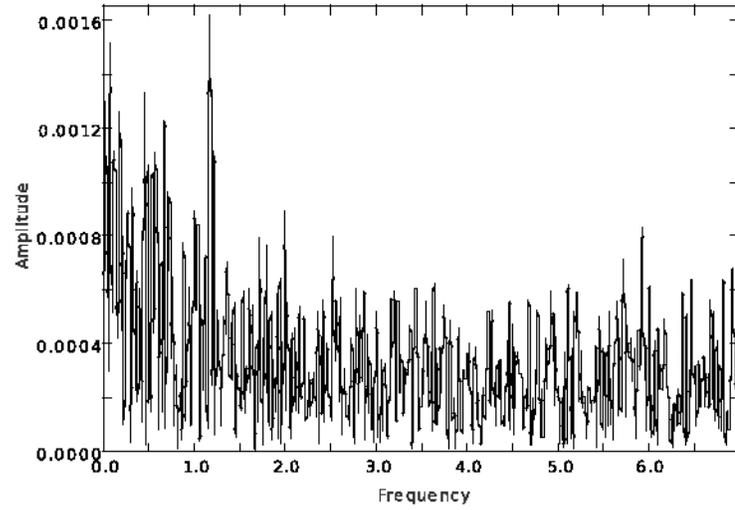


Figure 4.3 – Periodogram of the 2009 MOST light curve residuals : a peak can be found at a frequency of 1.18 c/d. (The amplitude is in mag and the frequency in c/d.)

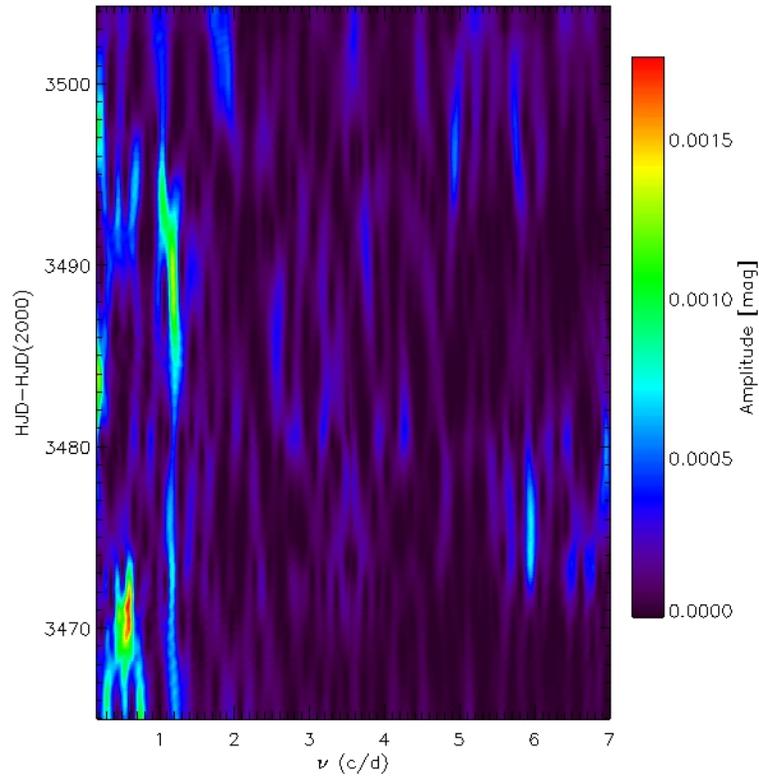


Figure 4.4 – Time-frequency plot of the 2009 MOST light curve residuals : a CIR-like signature is detected.

4.3.2 MOST 2010 Dataset

The 2010 MOST light curve was binned exactly like that from 2009, in order to be able to make an easier comparison between both light curves. It consists of 27 days of continuous coverage, spanning across one eclipse (Fig. 4.5).

The eclipse shown in this light curve seems to be asymmetrical, a shape somewhat reminiscent of the light curve published by Hjellming & Hiltner (1963), although it is much shallower. The same extra absorption during ingress is present. One hypothesis could be that this additional absorption might be due to a dust event. However, it isn't clear whether this depression is actually statistically significant or not, since it seems to be quite weak. In order to test its significance, the standard Lamontagne model was used to fit the eclipse, once using the entire light curve, and once using only the second half of the eclipse to avoid including this depression. Both fits were done using MPFIT (Markwardt, 2009) and in both cases, the value of $\sin i$ was fixed to that found in 2009.

The original model was used instead of the modified one presented earlier in this article since there was only one eclipse in the 2010 light curve. Indeed, outside of the eclipses, a linear variation of the A parameter induced an effect similar to a simple linear drift, since both parameters are correlated (see Fig. 4.6), so in the case of the 2009 light curve, the only thing making it possible to constrain the value of that variation was the presence of 2 eclipses. Therefore, this impossibility of disentangling the linear drift and the variation of A renders any attempt of evaluating A_1 futile. A can only be found accurately during the eclipse, and the value of the instrumental linear drift is unimportant (since it probably is not representative of reality anyway).

Within the errors, both fits yielded the same values for the model parameters, thus suggesting that the asymmetry is a random artefact rather than a truly significant feature of the light curve. The best fit values of the standard Lamontagne model (including a parameter to describe once again the instrumental linear drift) are shown in Table 4.III.

Deriving the mass-loss rate from the fitted value of the A parameter, as for the 2009 data, one gets a value of $\dot{M} = 2.8 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{y}^{-1}$, which is the value of the mass-loss rate during the eclipse. This value is slightly inferior to the mass-loss rate observed during the

first eclipse of 2009 (and quite inferior to the rate observed during the second eclipse), suggesting that this quantity might vary considerably with time in the case of CV Ser.

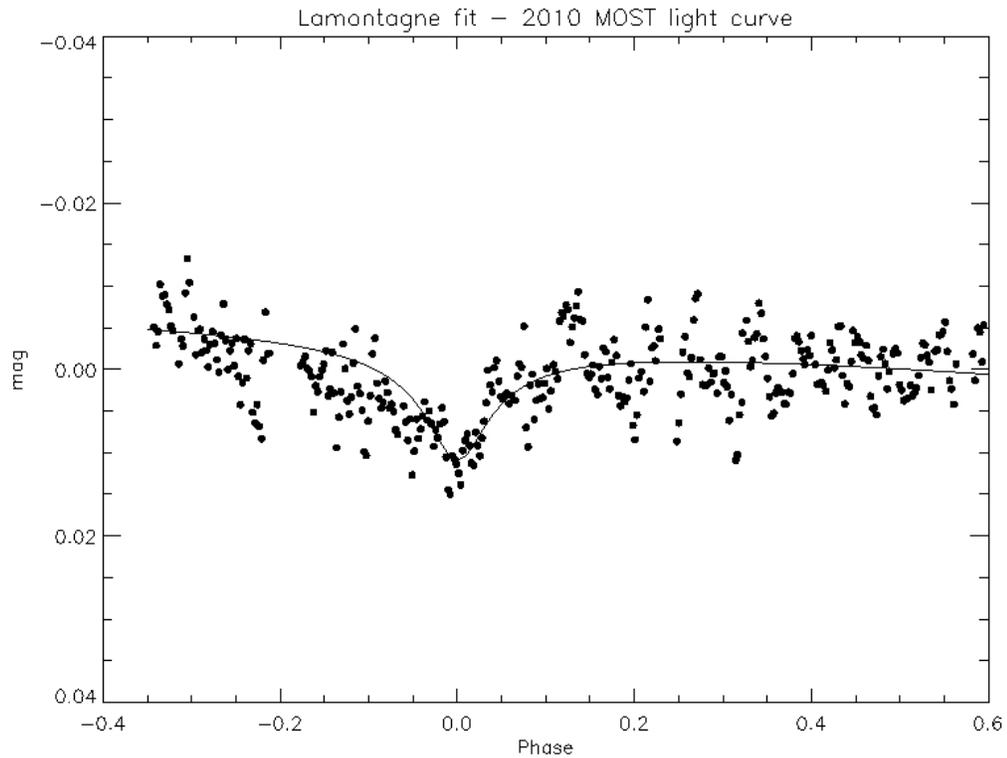


Figure 4.5 – 2010 MOST light curve of CV Ser : the eclipse seems to be asymmetrical. Overplotted is the fit to the data (as described in the text), using the original Lamontagne model.

Model parameter	Best fit value
B_0 (mag)	-0.0040 ± 0.0003
B_1 (mag/P)	0.0058 ± 0.0006
A (constant, mag)	0.00104 ± 0.00005
$\sin i$ (fixed)	0.979

Tableau 4.III – Best fit values for the Lamontagne model based on the 2010 CV Ser light curve.

The fit was then subtracted from the light curve in an effort to try to isolate the cause of the asymmetry (possibly a dust event), but it is not clear from the residuals plot (Fig. 4.7) that the depression is actually anything else than noise (because it is much

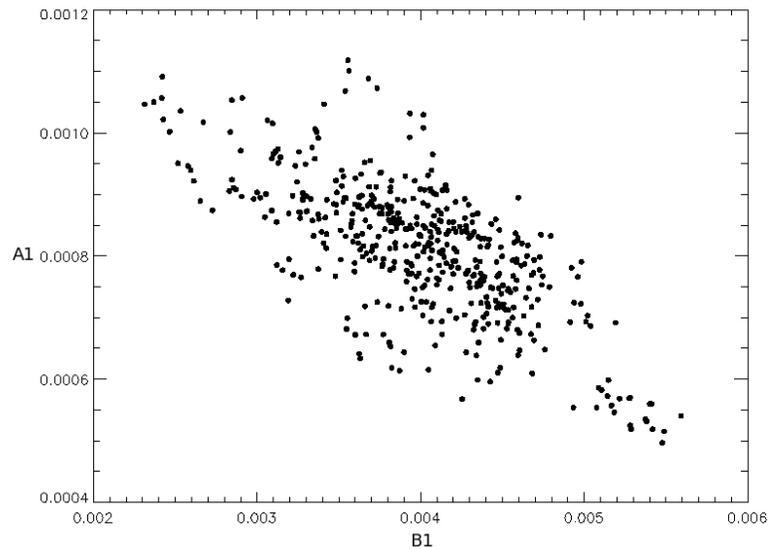


Figure 4.6 – Values of B_1 and A_1 as a function of each other, following the Monte-Carlo simulation done while fitting the 2009 light curve with the modified Lamontagne model : both parameters are clearly not independent one from another.

shallower than the surrounding variability).

As in the case of the 2009 light curve, no significant signs of random phase-dependent variations were found. The Fourier analysis of the residuals (Fig. 4.8) yielded a 0.64 c/d peak, coherent with one of the frequencies found in 2009. The time-frequency plot (Fig. 4.9) shows the same type of signature as the 2009 light curve : two main frequencies (around 0.64 c/d and 1.1-1.2 c/d) come and go during the 27-day time series. The same frequencies were found the previous year, which is coherent with the CIR scenario since the apparent frequencies should be modulated by the rotation rate. Therefore, this suggests a fast rotation period of 1.6-1.7d for the WR star (this period is likely too long to be due to pulsations), according to the argument previously stated. It should also be mentioned that a lower frequency is found approximately around the time of the apparent depression in the light curve. It lasts for about 6 days and corresponds to a period of about 3-4 days. However, it is hard to determine whether it is linked to the depression or not.

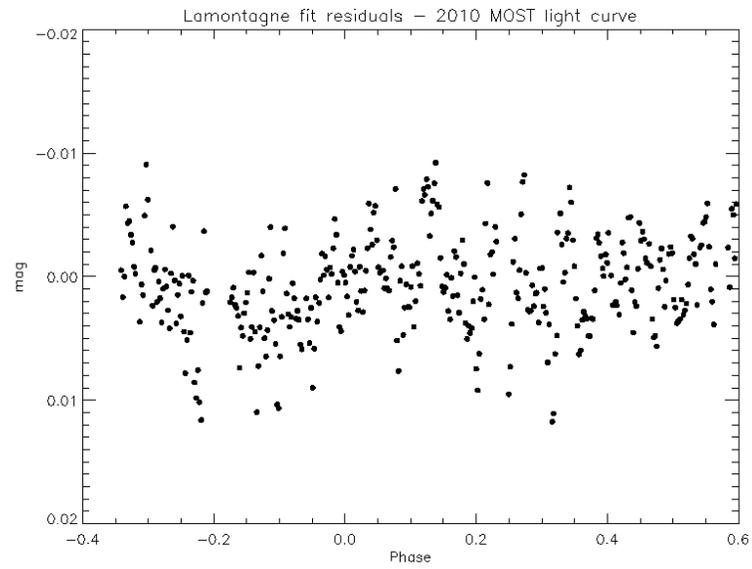


Figure 4.7 – 2010 MOST light curve residuals.

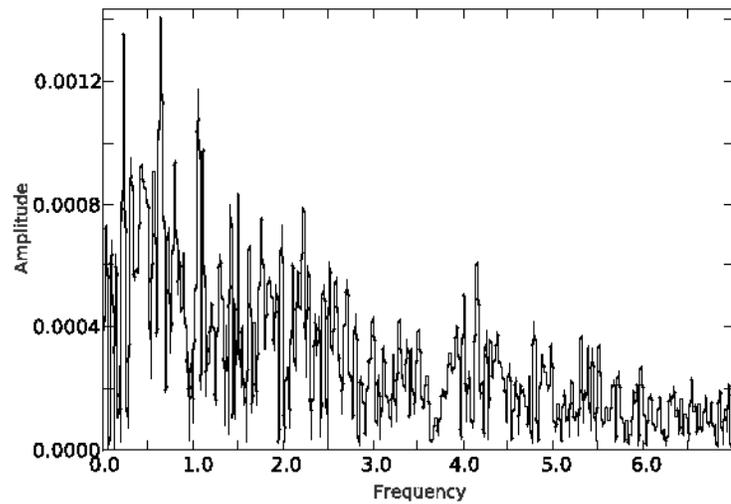


Figure 4.8 – Periodogram of the 2010 MOST light curve residuals : the standout peak is at a frequency of 0.64 c/d (same units as in Fig. 4.3).

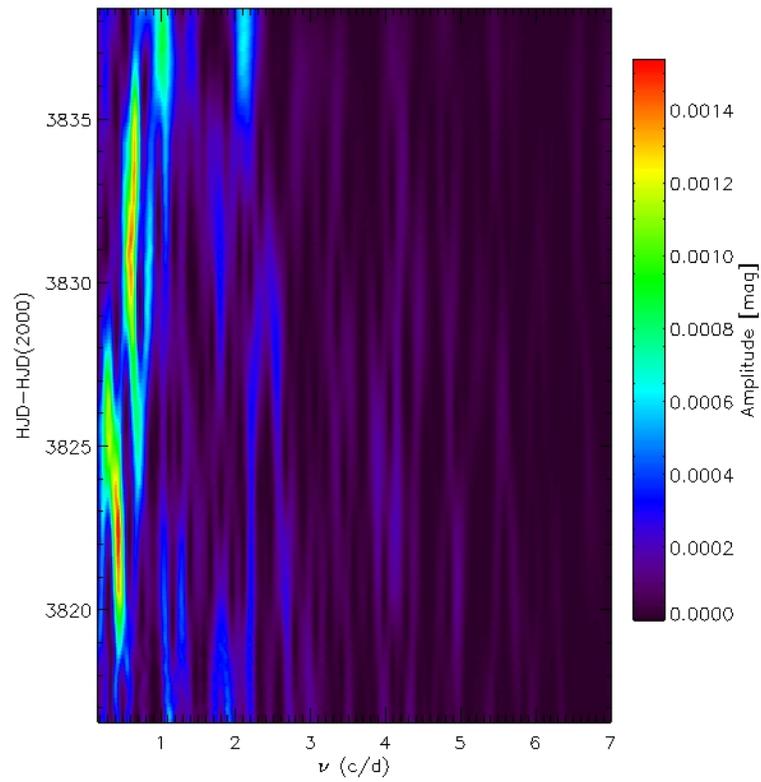


Figure 4.9 – Time-frequency plot of the 2010 MOST light curve residuals : a similar signature to that found in 2009 is found, strengthening the CIR hypothesis.

4.3.3 Spectroscopy

The OMM spectra were reduced using IRAF ¹, whilst the DAO spectra were reduced using routines in IDL. All spectra were normalized to the continuum. An example spectrum from OMM is shown in Fig. 4.10, revealing the main WC8 spectral features.

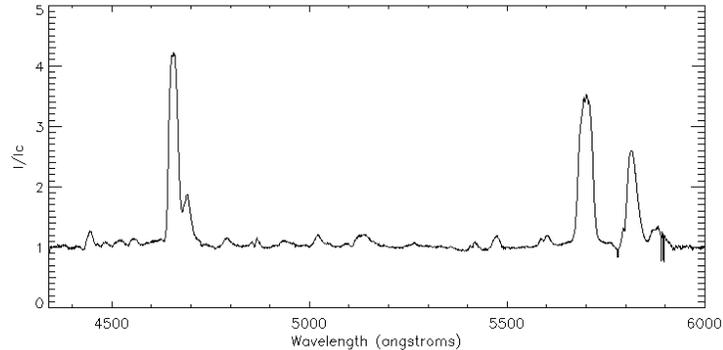


Figure 4.10 – Sample spectrum from the 2009 OMM dataset.

One of the goals of this spectroscopic campaign was to solve the orbit and determine whether it is circular (e.g. Massey & Niemela 1981) or eccentric (Niemela et al., 1996). Because of their flaws, the OMM spectra could not be used for this particular task, so the orbit is based solely on the DAO data. The radial velocities were obtained using the FXCOR routine in IRAF over the entire spectra, since tests using different ranges show that the excess emission in CIII λ 5696 and the O star's absorption lines do not perturb significantly the obtained RVs. Fig. 4.11 shows the relative RV plot, as well as the best circular fit. Unfortunately, since the wavelength range of the DAO data is smaller than that of the OMM data, it does not contain any strong absorption lines from the O star, thus it was impossible to establish that star's orbit and Fig. 4.11 only shows the WR orbit.

A first elliptical fit was done using a 29.704d period as in Niemela et al. (1996). However, unlike in that article, we obtain an orbit which is indistinguishable from circular. Hence, a circular fit was then applied, and in conjunction with data from Massey &

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

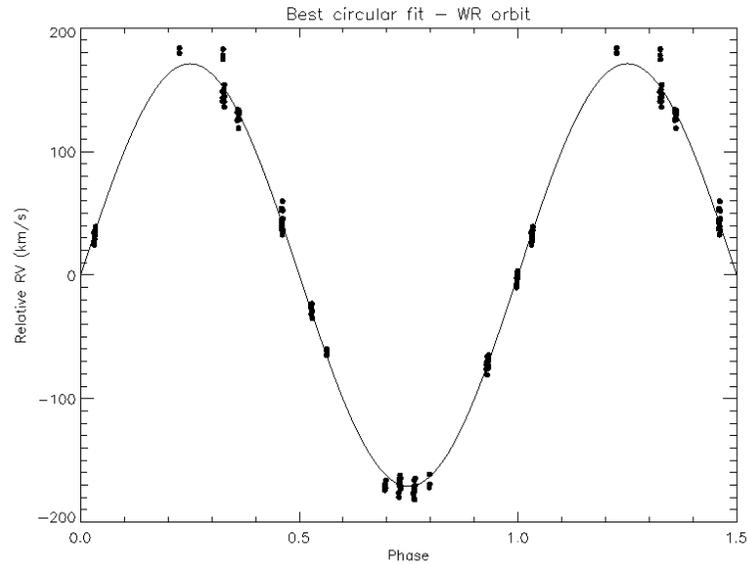


Figure 4.11 – Relative radial velocities of the WR component according to phase (based on the DAO spectra). The fitted circular orbit is overplotted.

Niemela (1981), we obtain a revised period of 29.701d. The parameters of both fits are shown in Table 4.IV.

Orbital parameter	Elliptical fit	Circular fit
T_0	2454999 ± 2	-
E	-	2455013.17 ± 0.06
K (km/s)	176 ± 3	171 ± 2
e	0.03 ± 0.02	0 (fixed)
ω ($^\circ$)	275 ± 20	-
P (d)	29.704 (fixed)	29.701 ± 0.001

Tableau 4.IV – Best fit values for the WR orbit (based on the DAO spectra).

A closer look at the individual spectra reveals considerable spectral variability. There are different sources of variability which can be distinguished from one another. First, there is short-term variability due to the clumped material in the WR wind. This is seen as small, variable spikes atop some emission lines. Then, some emission lines (CIII λ 5696 in particular) show excess emission coming from the wind collision zone between the WR and O components. As the shock cone orbits with the stars, the excess shifts from one side to the other of the emission line, with a quarter-phase delay. This effect will be

studied in further detail later on in the article.

Finally, it is well known that some emission lines eclipse while others do not (e.g. Cherepashchuk 1972, Cowley 1972). This behavior is exhibited in the spectra obtained for this study, for instance in the case of CIII λ 4650 (as illustrated in Fig. 4.12, this line eclipses while another line, HeII λ 4686, does not). Even though some lines eclipse, it appears obvious that there is no dramatic increase or decrease of their EW outside of these eclipses (as shown in Fig. 4.12 for CIII λ 4650). Therefore, the ratio of the intensities of the O star and the WR star must be quite constant, since if I_{WR}/I_O were to increase, the emission lines of the WR star would be diluted by the O star's continuum and would have lower equivalent widths. Thus, we conclude that I_{WR}/I_O does not contribute significantly to the variation of the A parameter, as discussed in section 4.3.1.

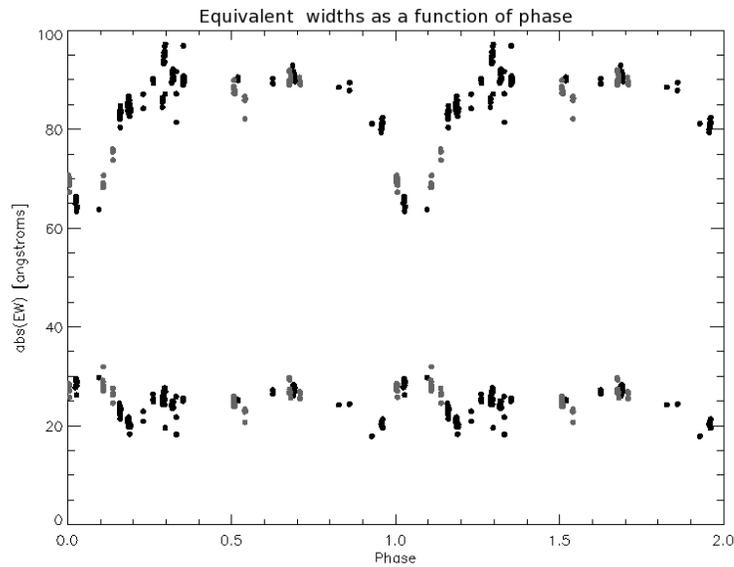


Figure 4.12 – Equivalent width of the CIII λ 4650 (top) and HeII λ 4686 (bottom) lines as a function of phase, based on OMM (2009 = black, 2010 = grey) spectra. A double gaussian fit was applied in order to deblend both lines, resulting in some minor artefacts.

Another wind parameter that was monitored is the terminal velocity. In order to trace any possible variation of v_∞ , it is best to use a low-ionization line formed far out in the wind. In this case, HeI λ 5876 was used, but no significant variation was found. Thus, v_∞ cannot account for the variation of the A parameter either.

Finally, following the study of the equivalent widths of individual lines, one interesting thing to do is to check the ratio between lines of different ionization levels, to see if the spectral type changes with time. Two important lines in the determination of WC subtypes are CIII $\lambda 5696$ and CIV $\lambda 5808$. The ratio of their equivalent widths is fairly constant, implying a constant spectral type and, therefore, ionization level. Consequently, as discussed previously, we conclude that the only wind parameter that plays a role in the variation of the depth of the eclipses in 2009 is the mass-loss rate.

As mentioned previously, excess emission from the wind collision zone may offer a lot of information. In this case, we used the model of Luehrs (1997) to study the excess emission in the CIII $\lambda 5696$ line.

The Lührs model considers the wind collision zone, which takes the form of a shock cone (with a rounded head). This corresponds to the surface where the winds of both stars collide with equal and opposite momentum components. According to the behavior of the excess emission, it is possible to determine θ , the half-opening angle of the cone, $\delta\theta$, the thickness of the cone, $\delta\phi$, the phase delay induced by the Coriolis force acting upon the shock cone as both stars orbit, v_{strm} , the streaming velocity of the material as it flows along the cone and i , the orbital inclination.

While the Lührs model requires an intricate fit of each individual spectrum, there also exists an integral form, as found in Hill et al. (2000). This form only requires the RV and FW (full width) of the excess emission as a function of phase. The two main equations are the following :

$$FW_{ex} = C_1 + 2 v_{strm} \sin \theta \sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2(\phi - \delta\phi)} \quad (4.3)$$

and

$$RV_{ex} = C_2 + v_{strm} \cos \theta \sin i \cos(\phi - \delta\phi). \quad (4.4)$$

This form of the model does not yield the thickness of the cone ($\delta\theta$).

In addition to studying the wind collision zone, which in itself is an interesting phenomenon, one might be tempted to try to find proof for the variation of \dot{M}_{WR} by applying

this model, since there exists a relationship between the half-opening angle of the shock cone and the ratio of the wind momenta. Usov (1995) finds the following formula :

$$\theta(\text{rad}) \simeq 2.1 \left(1 - \frac{\eta^{2/5}}{4} \right) \eta^{1/3}, \quad (4.5)$$

where $\eta = \frac{\dot{M}_{O^{\infty},O}}{\dot{M}_{WR^{\infty},WR}}$ and is comprised between 10^{-4} and 1. If the half-opening angle of the shock cone can accurately map out the variations of the WR's mass-loss rate, such a spectral analysis could prove useful in order to monitor a system like CV Ser, where \dot{M} seems to vary quite a bit.

Fig. 4.13 shows the CIII $\lambda 5696$ line in the WR reference frame. It is quite obvious from that image that the overlying excess varies, but in order to be able to isolate it, a minimum profile must be subtracted, which should correspond to the unperturbed emission line. Here, the line seems a little slanted, so the base profile was chosen to be a tilted flat top (in order to fit both the wings and the unperturbed edges of the top of the line).² It is shown on the same figure. Once subtracted, it is easier to see how the excess varies with phase (Fig. 4.14).

The Lührs analysis was performed by calculating the first moment (mean) of the excess for the RV and roughly twice the square root of the second centered moment (standard deviation) for the FW. One difficulty encountered using this technique is that the result varied greatly depending upon which integration bounds were used. Consequently, these had to be very carefully set. Different sets of integration bounds were tested to calculate the RVs until a satisfying solution was found. As for the FWs, a mobile integration window was used around the previously derived RV for each given spectrum. Different widths for this integration window were also tested in order to find the best results.

Indeed, specifying the right bounds is especially important to find the FWs since if the integration window is too large, it will include distant values and their weight being proportional to the square of their deviation from the mean, they will significantly affect the calculations. Consequently, when the wrong bounds were chosen, the FWs obtained

²Although the choice of such a profile may seem a bit *ad hoc*, similar profiles have been found in real spectra (e.g. in the single WC8 star WR135, Lépine & Moffat 1999).

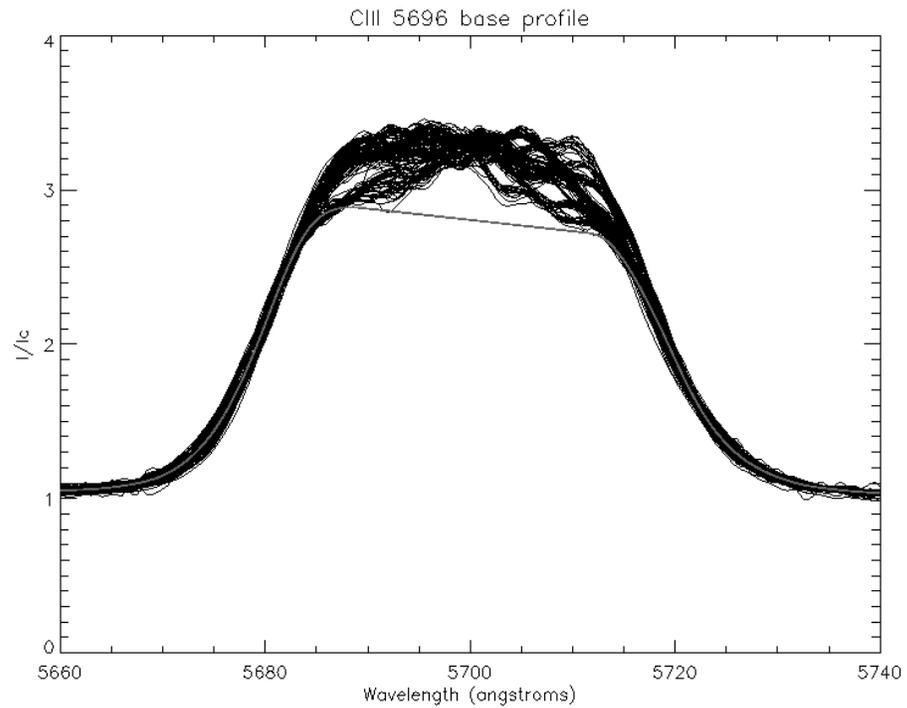


Figure 4.13 – An example of base profile (grey line), which is to be subtracted from the CIII $\lambda 5696$ line to isolate the excess emission. In this particular case, the CIII $\lambda 5696$ profiles from the DAO (2009) data are shown, shifted into the WR reference frame, with their base profile. The base profile for the OMM data is very similar to this one.

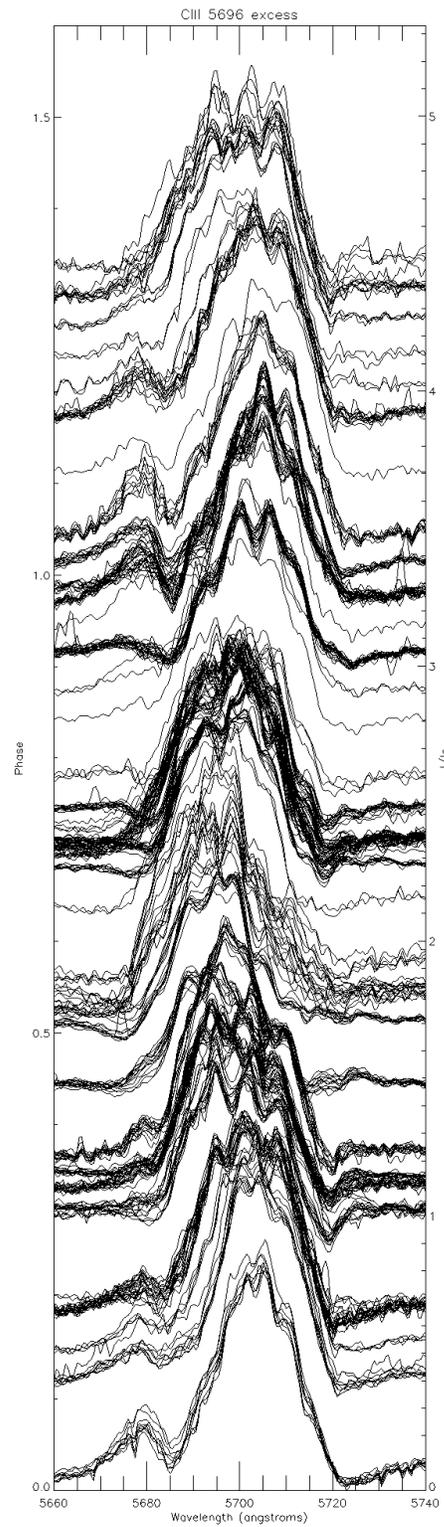


Figure 4.14 – Excess emission in CIII $\lambda 5696$ varying with phase along the vertical axis. Data from OMM (2009, 2010) and DAO (2009).

exhibited an erratic, non periodic, behaviour. Therefore, it was possible to set (and fine-tune) the bounds by means of trial and error. The inclination angle, i , was fixed to the value found using the photometry, since it is not well constrained by Eqs. 4.3 and 4.4 in the presence of instrumental noise. The results are shown in Fig. 4.15.

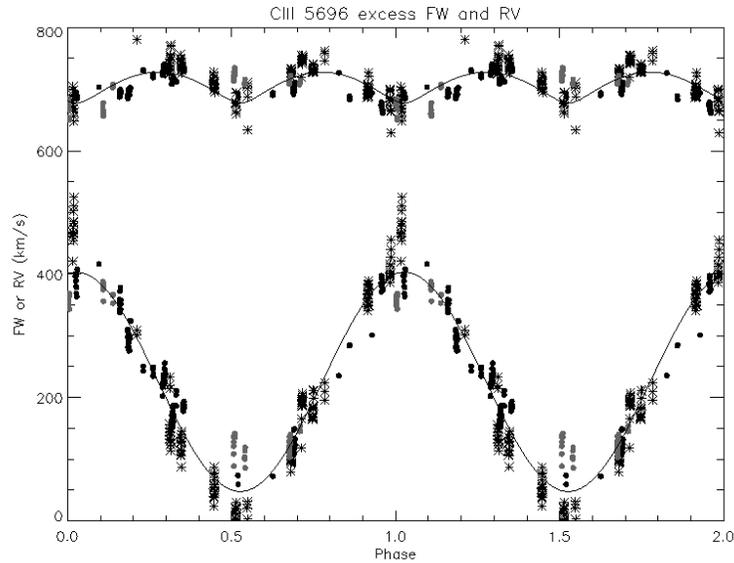


Figure 4.15 – FW (top) and RV (bottom) of the excess emission as a function of phase. OMM data are represented by dots (2009 = black, 2010 = grey) and DAO data are represented by black stars.

The fit was first performed without letting θ vary with time. The results are presented in Table 4.V. Unfortunately, since the dependence of θ on η is rather slow, the slight effect it would have on the data is too subtle to be well constrained, therefore it was not possible to highlight the effects of the varying mass-loss rate on the shock cone. Also, the values obtained are somewhat surprisingly low and far from those found in the previous study of Antokhin et al. (2000). Using the Usov (1995) formula, an η parameter of about 6×10^{-4} is found, whereas using Martins et al. (2005) and Vink et al. (2001), we expect to find a value of about 8×10^{-2} , which casts doubt on the value obtained.

Finally, one of the secondary aims of the spectroscopic part of this study was to confirm the spectral types of both orbital companions. In order to disentangle the spectra of both stars, the "shift and add" method described in Demers et al. (2002) was to be

Model parameter	Best fit value
v_{strm} (km/s)	184 ± 3
θ (deg)	10 ± 1
$\delta\phi$ (deg)	9 ± 1

Tableau 4.V – Best fit values for the Lührs analysis (based on the DAO spectra).

used. This method is iterative and uses the orbits to "shift" the spectra to the reference frame of the WR star. Then, the spectra are "co-added" and the resulting compound spectrum is then shifted back to our reference frame to be subtracted from the initial spectra, revealing the spectra of the O star. After a few iterations, it is possible to get the spectrum of each star. Since the orbit of the O star is missing, we tried using the orbit found in a previous study with similar ephemeris (Massey & Niemela, 1981). The method was applied over 10 iterations. The result, using the DAO spectra, is shown in Fig. 4.16. Unfortunately, the DAO data cover parts of the O star spectra which do not contain as many strong absorption lines as in the range covered by OMM data, which were unusable in this case. Also, the resulting O spectrum is heavily contaminated by artefacts due to the strong WR emission lines. This may be partly due to a slightly wrong orbital solution. In any case, it is impossible to confirm the spectral classification of the O companion based on these results.

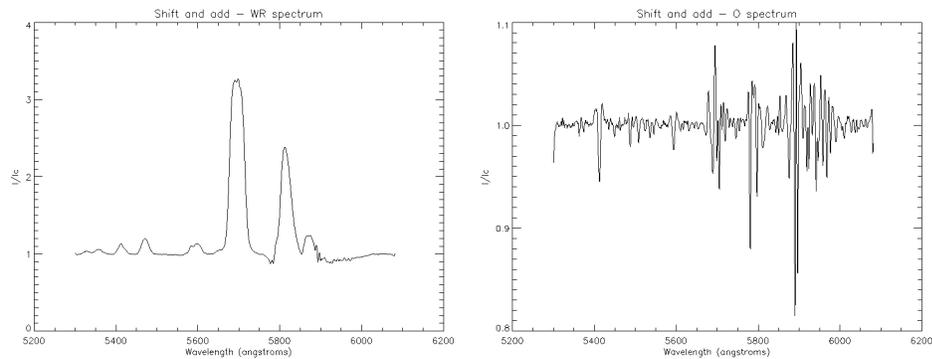


Figure 4.16 – Result of the "shift and add" method on the DAO spectra.

However, the WR spectrum does confirm the previous WC8 classification, since it corresponds to the features found in Smith et al. (1990). In particular, the CIV $\lambda 5808$ /CIII $\lambda 5696$ peak flux ratio is about 0.7, which lies well within the 0.5-2.0 range associated

with the WC8 spectral type.

4.4 Discussion and Conclusions

After having eliminated the other possible causes for the change in eclipse depth observed in the 2009 MOST photometry, the deduced 62% increase in \dot{M} over one 29.704d orbital period is a truly remarkable finding, unprecedented for WR stars. Even more intriguing is the fact that the following year, the mass-loss rate had gone back to a lower value, suggesting that it may vary considerably over short to long timescales. The derived values of \dot{M} are also fairly low for a WR star. According to Crowther et al. (2002), variations in wind density should cause the spectral type to change, but this effect is not observed here, adding to the mystery, although these results are not necessarily incompatible since it is noted that the dependence on the wind density is weaker for late-type WC stars (WC8 and WC9). In any case, this definitely constitutes a challenge to both theorists and observers, since there is a dire need for a theoretical explanation as to what could drive such an impressive variation of the mass-loss rate, while constant monitoring would be required in order to get a better idea of the long-term behaviour of this parameter.

As for the primary goal of this study, it was not possible to systematically link the stochastic photometric variability to the clumping phenomenon. There was no clear phase dependence of the scatter of the light curves. The variability is then probably due to noise (the combination of the unquantifiable absorption due to clumping and other stochastic phenomena), but also to CIRs in the WR wind, as the analysis of the light curve residuals suggests. The repeated signature (both in 2009 and 2010) offers a rather robust clue towards that hypothesis. This finding is very interesting in the actual context of CIRs in WR stars, since there are more and more CIR candidates (e.g. St-Louis et al. 2009, Chené et al. 2011, Chené & St-Louis 2011). Even though they have mainly been considered as an exception up until now, CIRs in WR winds might just prove to be the rule after all. Further studies will be necessary in order to find cyclical spectroscopic evidence supporting this possibility. However, their origin remains mysterious, especially

since no magnetic fields have been detected in the extended atmospheres of WR stars yet. Nevertheless, this scenario should not be ruled out since at the base of the winds, where the CIRs originate, the magnetic field might have much higher values than our current detection limits but still is not detected simply because this region is obscured by the dense wind.

Finally, what was initially thought to be a possible dust event during the 2010 observations cannot conclusively be determined as statistically significant. However, the perceived asymmetry in the light curve is reminiscent of the model presented by Veen et al. (1998). Although this model was used to characterize the condensation of dust clouds and its effect on a light curve, and as such is very unlikely linked to these observations (since such a dust event should create a much deeper dip in the light curve and the probability of it occurring exactly at the same time as the eclipse is rather weak), it still gives way to a very important question : what role can dust play in CV Ser's bizarre behaviour? Could a variation of the quantity of dust persistently produced by the WR star affect the light curve in the same way it has been inferred that a variation of the mass-loss rate might? If so, the 62% value for the increase of \dot{M} over an orbital period in the 2009 data obtained in this study should probably be considered as an upper limit. Unfortunately, not much more can be deduced about the production of dust in CV Ser, except that it remains a very interesting phenomenon and should be further studied. Indeed, with its troubled history and intriguing behaviour, CV Ser might prove to be a key system for understanding the production of dust in WC+O binaries. It does not appear clear whether this process is necessarily due to the wind collision zone or if it originates in wind shocks and is then intrinsic to the WR component.

In conclusion, this work possibly raises more questions than it answers, but we conclude without a doubt that CV Ser is a very important system that might hold the answer to old problems. Hopefully, our findings will motivate the community to take a deeper look into this remarkable object in the years to come.

Acknowledgments

A.D.-U. would like to acknowledge the help and support of his Université de Montréal colleagues, in particular N. St-Louis, R. Fahed, A. de la Chevrotière and S. Desforges, as well as D. Soutière and S. Péroquin for their help in acquiring part of the data. The Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada supports the research of D.B.G., J.M.M., A.F.J.M. and S.M.R., while A.F.J.M. is also supported by Le Fonds québécois de la recherche sur la nature et les technologies. R.K. and W.W.W. are supported by the Austrian Space Agency and the Austrian Science Fund.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Ce mémoire a tout d'abord été l'occasion de revoir certaines notions importantes, de l'astronomie stellaire observationnelle en général, puis l'emphase a été mise sur les étoiles massives, les centrales nucléaires de l'univers. En fait, outre le Soleil, les étoiles massives sont celles qui ont joué le plus grand rôle dans notre apparition ; une bonne partie des atomes dont nous sommes composés a été synthétisée par des étoiles de grande masse.

Un aspect très important de la vie des étoiles massives a été abordé de manière plutôt détaillée : les vents stellaires. Ces derniers sont à la fois à l'origine de certains phénomènes très intéressants (e.g. interaction avec le milieu ambiant) et le théâtre de certains processus encore mal compris aujourd'hui (CIR, "clumping", etc...). Cependant, l'importance des vents se situe surtout au niveau de leur rôle dans l'évolution de ces étoiles. En effet, la perte de masse encourue par les étoiles massives sous forme de vents peut considérablement influencer leur parcours sur le diagramme H-R, comme en témoignent les modèles d'évolution stellaire. D'ailleurs, les vents peuvent aussi laisser des indices permettant de retracer l'histoire des étoiles les ayant émis.

Le projet au cœur de ce mémoire portait sur le système binaire WR+O CV Serpente, un objet singulier au passé trouble, qui a souvent été étudié par les astronomes. L'idée de base était d'obtenir de la photométrie de haute précision afin de pouvoir observer l'absorption aléatoire causée par les surdensités dans le vent ("clumps"). Il aurait ainsi été possible de caractériser, au moins en partie, le phénomène du "clumping", dont on ne sait, au demeurant, pas grand chose : on ne connaît ni la taille, ni la forme des surdensités. Cet objectif n'a pas été atteint, car contrairement à ce qui aurait été attendu si les clumps avaient causé de l'absorption aléatoire dans la courbe de lumière, la dispersion de cette dernière ne dépendait pas de la phase.

En revanche, d'autres phénomènes bien intéressants ont été observés. Tout d'abord, CV Ser est un système éclipçant, et il a déjà été observé dans le passé que la profondeur

de ses éclipses n'était pas constante. Cependant, les observations étaient passablement espacées dans le temps. Pour la première fois, la photométrie de haute précision obtenue avec le satellite MOST dans le cadre de ce projet a montré deux éclipses successives avec des profondeurs différentes. Qui plus est, une analyse plus approfondie révèle que ce changement de profondeur serait dû à une augmentation très rapide du taux de perte de masse (62% sur une période orbitale d'environ 30 jours). Il s'agit là d'une observation sans précédent ! Aussi, l'éclipse observée lors du suivi effectué un an plus tard montre encore une profondeur différente, suggérant que le taux de perte de masse de cette étoile pourrait varier sans cesse.

Une autre observation étonnante a été la détection de ce qui semble être la signature de CIR dans le vent de la WR. Cette trouvaille permet d'augmenter l'échantillon des étoiles soupçonnées de posséder de telles structures dans leur vent et pourrait, à terme, aider à élucider le mystère entourant ce phénomène.

Cependant, la photométrie ne constituait pas le seul volet de cette étude, puisque des campagnes d'observations spectroscopiques ont été menées parallèlement aux observations de MOST. Ainsi, un autre objectif était d'améliorer la solution orbitale du système binaire, car il y avait une certaine ambiguïté à savoir si l'orbite était circulaire ou elliptique. La présente recherche permet de conclure que l'orbite est presque circulaire et a mené à une période légèrement révisée (29.701 jours).

Les données spectroscopiques ont également permis de jeter un coup d'oeil à l'excès d'émission provenant de la zone de collision de vents et de déterminer certains des paramètres qui caractérisent cette dernière.

Finalement, une des particularités de CV Ser est la production épisodique de poussière. Son origine est mal connue, et il y avait espoir que ce projet puisse jeter un peu de lumière sur cette énigme. Malheureusement, il n'a pas été possible de conclure quoi que ce soit à ce sujet.

Dans tous les cas, la conclusion principale de ce travail est que CV Ser demeure, après toutes ces années de minutieuse enquête, un système fascinant dont l'analyse est remplie de défis. Cependant, il y a de bonnes raisons de croire qu'une compréhension approfondie de cet objet contribuera à répondre à certaines des questions que les astro-

nomes se posent depuis belle lurette. Il est à souhaiter que CV Ser soit étudié davantage dans les années à venir.

BIBLIOGRAPHIE

- Adams, F. C., Lada, C. J. et Shu, F. H., 1987, *ApJ*, 312, 788
- Adams, W. S. et Burwell, C. G., 1920, *ApJ*, 51, 121
- Allen, D. A., Swings, J. P. et Harvey, P. M., 1972, *A&A*, 20, 333
- Antokhin, I. I., Hill, G. M. et Moffat, A. F. J. 2000. Dans *Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars*, volume 204 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, H. Lamers & A. Sagar, éditeurs. ASP Publishers, page 295
- Bartzakos, P., Moffat, A. F. J. et Niemela, V. S., 2001, *MNRAS*, 324, 33
- Bjorkman, J. E. et Cassinelli, J. P., 1993, *ApJ*, 409, 429
- Bonnell, I. A., Bate, M. R., Clarke, C. J. et Pringle, J. E., 2001, *MNRAS*, 323, 785
- Burchi, R., 1972, *Information Bulletin on Variable Stars*, 658, 1
- Campbell, W. W., 1892, *Astronomy and Astro-Physics (formerly The Sidereal Messenger)*, 11, 799
- Campbell, W. W., 1894, *Astronomy and Astro-Physics (formerly The Sidereal Messenger)*, 13, 448
- Carroll, B. W. et Ostlie, D. A., 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*, San Francisco, Addison-Wesley
- Cassinelli, J. P., Mathis, J. S. et Savage, B. D., 1981, *Science*, 212, 1497
- Castor, J., McCray, R. et Weaver, R., 1975a, *ApJ*, 200, L107
- Castor, J. I., Abbott, D. C. et Klein, R. I., 1975b, *ApJ*, 195, 157
- Chandrasekhar, S., 1934, *MNRAS*, 94, 522

- Chené, A.-N., Moffat, A. F. J., Cameron, C., Fahed, R., Gamen, R. C., Lefèvre, L., Rowe, J. F., St-Louis, N., Muntean, V., De La Chevrotière, A., Guenther, D. B., Kuschnig, R., Matthews, J. M., Rucinski, S. M., Sasselov, D. et Weiss, W. W., 2011, *ApJ*, 735, 34
- Chené, A.-N. et St-Louis, N., 2011, *ApJ*, 736, 140
- Cherepashchuk, A. M., 1972, *Soviet Ast.*, 15, 955
- Chu, Y.-H., 1981, *ApJ*, 249, 195
- Chu, Y.-H. 2003. Dans *A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, volume 212 de *IAU Symposium*, K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, éditeurs. ASP Publishers, page 585
- Chu, Y.-H. 2008. Dans *Massive Stars as Cosmic Engines*, volume 250 de *IAU Symposium*, F. Bresolin, P. A. Crowther, & J. Puls, éditeurs, Cambridge, Cambridge University Press, page 341
- Cohen, M., Kuhl, L. V. et Barlow, M. J., 1975, *A&A*, 40, 291
- Conti, P. S., 1976, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 9, 193
- Conti, P. S., Crowther, P. A. et Leitherer, C., 2008, *From Luminous Hot Stars to Starburst Galaxies*, Cambridge, Cambridge University Press
- Cowley, A., 1972, *PASP*, 84, 772
- Cowley, A. P., Hiltner, W. A. et Berry, C., 1971, *A&A*, 11, 407
- Cranmer, S. R. et Owocki, S. P., 1996, *ApJ*, 462, 469
- Crowther, P. A., 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Crowther, P. A., Dessart, L., Hillier, D. J., Abbott, J. B. et Fullerton, A. W., 2002, *A&A*, 392, 653

- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., Yusof, N., Parker, R. J., Goodwin, S. P. et Kassim, H. A., 2010, MNRAS, 408, 731
- Cuntz, M. et Stencel, R. E. 1992. Dans *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, volume 26 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, M. S. Giampapa & J. A. Bookbinder, éditeurs. ASP Publishers, page 451
- Demers, H., Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Gayley, K. G. et Morel, T., 2002, ApJ, 577, 409
- Edlén, B., 1942, *Zs. f. Astrophys.*, 22, 30
- Figer, D. F., 2005, Nat, 434, 192
- Gaposchkin, S., 1949, *Peremennye Zvezdy*, 7, 36
- Garcia-Segura, G., Langer, N. et Mac Low, M.-M., 1996a, A&A, 316, 133
- Garcia-Segura, G., Mac Low, M.-M. et Langer, N., 1996b, A&A, 305, 229
- Glatzel, W. et Kiriakidis, M., 1993, MNRAS, 263, 375
- Gonzalez, J. et Rosado, M., 1984, A&A, 134, L21
- Grosdidier, Y., Moffat, A. F. J., Joncas, G. et Acker, A., 1998, ApJ, 506, L127
- Harnden, Jr., F. R., Branduardi, G., Gorenstein, P., Grindlay, J., Rosner, R., Topka, K., Elvis, M., Pye, J. P. et Vaiana, G. S., 1979, ApJ, 234, L51
- Herbig, G. H., 1962, *Advances in Astronomy and Astrophysics*, 1, 47
- Hill, G. M., Moffat, A. F. J., St-Louis, N. et Bartzakos, P., 2000, MNRAS, 318, 402
- Hiltner, W. A., 1945a, ApJ, 101, 356
- Hiltner, W. A., 1945b, ApJ, 102, 492
- Hjellming, R. M. et Hiltner, W. A., 1963, ApJ, 137, 1080

- Howarth, I. D. et Prinja, R. K., 1989, ApJS, 69, 527
- Humphreys, R. M. et Davidson, K., 1979, ApJ, 232, 409
- Johnson, H. L. et Morgan, W. W., 1953, ApJ, 117, 313
- Johnson, M. C., 1925, MNRAS, 85, 813
- Kaler, J. B., 1989, *Stars and their spectra. an introduction to spectral sequence*, Cambridge, Cambridge University Press
- Kaper, L., Henrichs, H. F., Fullerton, A. W., Ando, H., Bjorkman, K. S., Gies, D. R., Hirata, R., Kambe, E., McDavid, D. et Nichols, J. S., 1997, A&A, 327, 281
- Koester, D. et Reimers, D., 1996, A&A, 313, 810
- Kratter, K. M., Matzner, C. D. et Krumholz, M. R. 2008. Dans *Massive Star Formation : Observations Confront Theory*, volume 387 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, H. Beuther, H. Linz, & T. Henning, éditeurs. ASP Publishers, page 262
- Kuhi, L. V. et Schweizer, F., 1970, ApJ, 160, L185
- Lamers, H. J. G. L. M. et Cassinelli, J. P., 1999, *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge, Cambridge University Press
- Lamers, H. J. G. L. M. et Rogerson, Jr., J. B., 1978, A&A, 66, 417
- Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Robert, C. et Matthews, J. M., 1996, AJ, 112, 2227
- Lenz, P. et Breger, M., 2005, *Communications in Asteroseismology*, 146, 53
- Lépine, S. et Moffat, A. F. J., 1999, ApJ, 514, 909
- Levesque, E. M., Massey, P., Plez, B. et Olsen, K. A. G., 2009, AJ, 137, 4744
- Lipunova, N. A., 1985, Ap&SS, 109, 57

Luehrs, S., 1997, PASP, 109, 504

Markwardt, C. B. 2009. Dans *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII*, volume 411 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, D. A. Bohlander, D. Durand, & P. Dowler, éditeurs. ASP Publishers, page 251

Martins, F., Schaerer, D. et Hillier, D. J., 2005, A&A, 436, 1049

Massey, P., 1984, ApJ, 281, 789

Massey, P., 2003, ARA&A, 41, 15

Massey, P. et Niemela, V. S., 1981, ApJ, 245, 195

Massey, P., Plez, B., Levesque, E. M., Olsen, K. A. G., Silva, D. R. et Clayton, G. C. 2008. Dans *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, page 29

Milne, E. A., 1924, MNRAS, 84, 354

Moffat, A. F. J., Drissen, L., Lamontagne, R. et Robert, C., 1988, ApJ, 334, 1038

Moffat, A. F. J. et Seggewiss, W., 1983, A&A, 125, 83

Moffat, A. F. J., Seggewiss, W. et Shara, M. M., 1985, ApJ, 295, 109

Morgan, W. W., Keenan, P. C. et Kellman, E., 1943, *An atlas of stellar spectra, with an outline of spectral classification*, Chicago, The University of Chicago Press

Morrison, N. D. et Wolff, S. C., 1972, PASP, 84, 635

Niemela, V. S., Morrell, N. I., Barba, R. H. et Bosch, G. L. 1996. Dans *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, volume 5, V. Niemela, N. Morrell, P. Pismis, & S. Torres-Peimbert, éditeurs, page 100

Owocki, S. P., Castor, J. I. et Rybicki, G. B., 1988, ApJ, 335, 914

Pauldrach, A., Puls, J. et Kudritzki, R. P., 1986, A&A, 164, 86

- Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., Pauldrach, A. W. A., Haser, S. M., Lennon, D. J., Gabler, R., Voels, S. A., Vilchez, J. M., Wachter, S. et Feldmeier, A., 1996, *A&A*, 305, 171
- Reed, B. C., 2003, *AJ*, 125, 2531
- Ruiz-Lapuente, P., Comeron, F., Méndez, J., Canal, R., Smartt, S. J., Filippenko, A. V., Kurucz, R. L., Chornock, R., Foley, R. J., Stanishev, V. et Ibata, R., 2004, *Nat*, 431, 1069
- Sana, H. et Evans, C. J. 2011. Dans *IAU Symposium*, volume 272 de *IAU Symposium*, C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, & G. Peters, éditeurs, page 474
- Schild, H. et Maeder, A., 1984, *A&A*, 136, 237
- Schild, R. et Liller, W., 1975, *ApJ*, 199, 432
- Shara, M. M., Moffat, A. F. J., Gerke, J., Zurek, D., Stanonik, K., Doyon, R., Artigau, E., Drissen, L. et Villar-Sbaffi, A., 2009, *AJ*, 138, 402
- Smith, L. F., Shara, M. M. et Moffat, A. F. J., 1990, *ApJ*, 358, 229
- Smith, N. et Conti, P. S., 2008, *ApJ*, 679, 1467
- St-Louis, N., Chené, A.-N., Schnurr, O. et Nicol, M.-H., 2009, *ApJ*, 698, 1951
- St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Bastien, P. et Robert, C., 1988, *ApJ*, 330, 286
- Stępień, K., 1970, *AcA*, 20, 13
- Usov, V. V. 1995. Dans *Wolf-Rayet Stars : Binaries ; Colliding Winds ; Evolution*, volume 163 de *IAU Symposium*, K. A. van der Hucht & P. M. Williams, éditeurs, Dordrecht, Kluwer, page 495
- van der Hucht, K. A., 2001, *New Astron. Rev.*, 45, 135
- van Leeuwen, F., 2007, *A&A*, 474, 653

- Veen, P. M., van Genderen, A. M., van der Hucht, K. A., Li, A., Sterken, C. et Dominik, C., 1998, *A&A*, 329, 199–212
- Vink, J. S., de Koter, A. et Lamers, H. J. G. L. M., 2001, *A&A*, 369, 574
- 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. et Harron, J., 2003, *PASP*, 115, 1023
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. et Moore, R., 1977, *ApJ*, 218, 377
- Williams, P. M., Beattie, D. H. et Stewart, J. M., 1977, *The Obs.*, 97, 76
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A. et The, P. S., 1987a, *A&A*, 182, 91
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., van der Woerd, H., Wamsteker, W. M. et Geballe, T. R. 1987b. Dans *Instabilities in Luminous Early Type Stars*, volume 136 de *Astrophysics and Space Science Library*, H. J. G. L. M. Lamers & C. W. H. De Loore, éditeurs, Dordrecht, D. Reidel Publishing Co., page 221
- Yorke, H. W. et Sonnhalter, C., 2002, *ApJ*, 569, 846
- Zinnecker, H. et Yorke, H. W., 2007, *ARA&A*, 45, 481