

Université de Montréal

**Étude de la variabilité spectroscopique d'un échantillon d'étoiles Wolf-Rayet de  
type WC9**

par  
Sébastien Desforges

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 astrophysique

Août, 2013

© Sébastien Desforges, 2013.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude de la variabilité spectroscopique d'un échantillon d'étoiles Wolf-Rayet de  
type WC9**

présenté par:

Sébastien Desforges

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Pierre Bergeron,	président-rapporteur
Nicole St-Louis,	directrice de recherche
David Lafrenière,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....

## RÉSUMÉ

Nous savons que la grande majorité des étoiles WC9 produit de la poussière à base de carbone. Cette dernière doit se former dans des zones de très haute densité afin de survivre à l'environnement hostile qu'est celui du vent d'une étoile WR. Les étoiles WC appartenant à un système binaire WR + O produisent de la poussière quand les vents des deux étoiles entrent en collision et forment une zone de choc pouvant augmenter la densité du gaz d'un facteur 1000. Par contre, plusieurs étoiles WC9 n'ont, à ce jour, montré aucun signe de la présence d'un compagnon. Le but du projet est de tenter d'identifier un mécanisme alternatif responsable de la formation de poussière dans les étoiles WC9 n'appartenant pas à un système binaire. Nous présentons les résultats d'une campagne d'observation visant à caractériser la variabilité spectroscopique d'un échantillon de huit étoiles WC9 et une étoile WC8d. Nos résultats indiquent que la majorité des étoiles montrent des variations à grande échelle dans la raie d'émission C III  $\lambda 5696$ , soit à un niveau d'au moins 5% du flux de la raie et que les structures dans le vent ont une dispersion de vitesses de l'ordre de  $\sim 150\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$ . De manière générale, les variations de vitesse radiales sont anti-corrélées avec le coefficient d'asymétrie de la raie, ce qui semble infirmer la présence d'un compagnon. Des observations en photométrie de l'étoile WR 103 montrent une période de  $9.1 \pm 0.6$  jours qui s'accorde avec les variations spectroscopiques et qui ne semble pas, de manière évidente, d'origine binaire.

**Mots clés: Étoiles Wolf-Rayet : variabilité spectroscopique, étoile individuelle : WR 103**

## ABSTRACT

We know that the majority of WC9 stars produces carbon-based dust. To survive in the hot and harsh environment that is the wind of a WR star, the dust grains must be formed in regions of very high density. We know that WC stars that are part of a WR + O system can produce dust at periastron passage where the collision of the two stellar winds is strong enough to produce shocks that compress the gas to densities up to a factor  $\sim 10^3$  higher than that of the WR star. However, so far, many WC9 stars have shown no signs of a companion. The goal of the current project is to identify a mechanism that could be responsible for the formation of dust in single WC9 stars. We present the results of an observing campaign which aimed to characterize the spectroscopic variability of eight WC9 stars and one WC8d star. Our results indicate that most stars show large scale variations of their C III  $\lambda 5696$  emission line that reach at least 5% of the total line flux, and that the structures in the wind have a mean velocity dispersion of  $\sim 150\text{--}300$  km s $^{-1}$ . In general, the radial velocity variations are anti-correlated with the skewness variations. This seems to indicate that the variations are not due to the presence of a companion. Photometric observations of WR 103 show a period of  $9.1 \pm 0.6$  days that agrees with the spectroscopic variations and does not seem from binary origin.

**Keywords:** Wolf-Rayet stars: spectroscopic variability, individual stars: WR  
**103**

## TABLE DES MATIÈRES

<b>RÉSUMÉ</b> . . . . .	<b>iii</b>
<b>ABSTRACT</b> . . . . .	<b>iv</b>
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> . . . . .	<b>v</b>
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> . . . . .	<b>vii</b>
<b>LISTE DES FIGURES</b> . . . . .	<b>viii</b>
<b>LISTE DES ANNEXES</b> . . . . .	<b>xiv</b>
<b>LISTE DES SIGLES</b> . . . . .	<b>xv</b>
<b>REMERCIEMENTS</b> . . . . .	<b>xvii</b>
<b>CHAPITRE 1 : INTRODUCTION</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Propriétés des étoiles Wolf-Rayet . . . . .	1
1.2 Formation de poussière dans le vent des étoiles WC9 . . . . .	3
1.3 Variabilité et structure dans le vent des étoiles Wolf-Rayet . . . . .	8
1.3.1 Systèmes binaires . . . . .	9
1.3.2 Vents inhomogènes . . . . .	11
1.3.3 Structures à grande échelle dans le vent . . . . .	16
1.4 Présentation du projet . . . . .	21
1.5 Contributions . . . . .	22
<b>CHAPITRE 2 : THE SPECTRAL VARIABILITY OF A SAMPLE OF WC9 STARS ON TIMESCALES OF DAYS TO WEEKS</b> . . . . .	<b>23</b>
2.1 Introduction . . . . .	24
2.2 Observations . . . . .	27
2.3 Variability Search . . . . .	29

2.3.1	Temporal Variance Spectrum . . . . .	29
2.3.2	Wavelet Analysis . . . . .	39
2.3.3	Line-Profile Analysis . . . . .	45
2.4	Discussion and Conclusion . . . . .	50
<b>CHAPITRE 3 : WR 103 . . . . .</b>		<b>64</b>
3.1	Un peu d'histoire . . . . .	64
3.2	Photométrie . . . . .	66
3.2.1	Observations et réduction de données . . . . .	66
3.2.2	Analyse . . . . .	69
3.3	Spectroscopie . . . . .	73
3.4	Discussion . . . . .	81
<b>CHAPITRE 4 : CONCLUSION . . . . .</b>		<b>83</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE . . . . .</b>		<b>85</b>

## LISTE DES TABLEAUX

1.I	Scénarios évolutifs suggérés par Sander et al. (2012) pour une étoile sans compagnon. . . . .	2
2.I	Our Sample of WC9 Stars . . . . .	28
2.II	$\sigma$ -Spectrum of the C III $\lambda$ 5696 Line . . . . .	37
2.III	Average Moments and Standard Deviations . . . . .	46
2.IV	Moments . . . . .	56

## LISTE DES FIGURES

- 1.1 Distribution d'énergie pour sept étoiles WR de différents types spectraux. Les cercles pleins représentent les observations photométriques. Un spectre de différence (cercles ouverts) est obtenu en soustrayant la courbe de Rayleigh-Jeans (celle-ci étant ajustée au spectre d'énergie de l'étoile) à la courbe « observée ». Une courbe de corps noir ou d'émission libre-libre est tracée (ligne pleine) au bas de chaque graphique. Figure reproduite de Cohen et al. (1975). 5
- 1.2 Schéma représentant la région de collision de vents d'un système binaire WC + O.  $\theta$  représente le demi-angle d'ouverture du cône et sa valeur dépend du rapport des taux de variation de quantité de mouvement du vent de chaque étoile ; le cône englobe l'étoile présentant le plus faible taux. L'épaisseur de la zone de choc est représentée par l'angle  $\Delta\theta$  de chaque côté du cône. Figure reproduite de Williams (2008). . . . . 10
- 1.3 Courbe de lumière de WR 140 à  $3.8 \mu\text{m}$  qui montre les épisodes de formation de poussière suivant une période de 7.9 ans. Figure reproduite de Williams (2008). . . . . 10
- 1.4 Images reconstruites de WR 104 à  $1.65 \mu\text{m}$  (gauche) et  $2.27 \mu\text{m}$  (droite) à deux époques différentes : avril (haut) et juin (bas) 1998. La courbe pointillée représente le meilleur ajustement d'une spirale d'Archimède. Figure reproduite de Tuthill et al. (1999). . . . 12
- 1.5 Le graphique de gauche montre l'évolution temporelle de la vitesse et de la densité du vent en fonction du rayon de l'étoile pour un modèle de vent perturbé autosuffisant. Le graphique de droite montre le même modèle mais à un instant donné (pour  $t \approx 150$  ks). La courbe pointillée rouge représente le modèle de vent initial lisse non perturbé. Figure reproduite de Sundqvist & Owocki (2012). 14



- 1.6 Superposition de plusieurs spectres centrés sur la raie He II  $\lambda 5411$  pour l'étoile WR 134. Les spectres, dont la résolution et le rapport signal sur bruit sont respectivement de  $0.1 \text{ \AA}/\text{pix}$  et 300, ont été obtenus à environ une heure d'intervalle pour une nuit complète au télescope Canada-France-Hawaii. Le dernier spectre (en bas) est celui de l'étoile 10 Lac (O9 V) et est montré pour des fins de comparaison. Figure reproduite de Moffat et al. (1988). . . . . 15
- 1.7 (a) Spectres dynamiques de l'étoile WR 6 pour les raies de N IV  $\lambda 4058$ , He II  $\lambda 4686$ , He II  $\lambda 6560$ . Les panneaux du bas montrent le spectre de variance temporelle qui indique le niveau de variabilité de la raie par rapport au niveau de bruit dans le continu. Nous discuterons davantage de cette quantité au chapitre 2. Figure reproduite de Morel et al. (1997). (b) Spectres dynamiques simulés à partir d'un modèle contenant deux CIRs. Les angles d'inclinaison sont  $20^\circ$  pour le modèle A et  $70^\circ$  pour le modèle B. Figure reproduite de Dessart & Chesneau (2002). . . . . 18
- 1.8 Représentation de la densité du vent d'une étoile O à partir d'un modèle hydrodynamique contenant deux CIRs. Les lignes pointillées divisent les différentes régions dans le vent. Figure reproduite de Cranmer & Owocki (1996). . . . . 20
- 2.1 Top : mean spectrum of WR 69 for the entire ELO run. Middle :  $\sigma$ -spectrum. Bottom :  $\Sigma(99\%)$  spectrum. The horizontal dashed line is the variability threshold for  $1\sigma$  at a 99% confidence level. The TVS is separated in three parts (hence the different colors) each using distinct continuum regions for reference (see text). . . . . 31
- 2.2 (a) Top : A superposition of the spectra of WR 53 for the entire ELO run, centered on the C III  $\lambda 5696$  line with the mean spectrum overplotted in red. Middle :  $\sigma$ -spectrum. Bottom :  $\Sigma(99\%)$  spectrum. (b) Same as (a) for WR 69. . . . . 32

2.3	Same as Figure 2.2(a) for (a) WR 81 and (b) WR 88. . . . .	33
2.4	Same as Figure 2.2(a) for (a) WR 92 and (b) WR 103. . . . .	34
2.5	(a) Top : A superposition of the spectra of WR 106 for the entire ELO run, centered on the C III $\lambda 5696$ line with the mean spectrum overplotted in red. Second from top : $\sigma$ -spectrum for the ELO run (black solid line) and for the OMM run (blue dot-dashed line). Second from bottom : $\Sigma(99\%)$ spectrum for the ELO run (solid line) and for the OMM run (blue dot-dashed line). Bottom : same as top panel but for the OMM run. (b) Same as (a) for WR 119. . .	35
2.6	Same as Figure 2.5(a) for WR 121. . . . .	36
2.7	Top left : $\sigma$ -spectrum for all the 5-spectra series. The horizontal red lines indicate the corresponding $\sigma$ -values. The mean value of $\sigma$ for the 5-spectra series is indicated inside the plot. Bottom left : same plot but for the 10-spectra series. Top right : same plot but for the 15-spectra series. Bottom right : $\sigma$ -spectrum calculated with all the available spectra. . . . .	38
2.8	Mean wavelet power spectrum $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$ for the spectral time series in our data set. . . . .	41
2.9	Maximum of the mean WPS, $\overline{\sigma_\xi}$ of all the significantly variable stars of SLC2 (plotted in black) and our sample of WC9 stars (plotted in red) as a function of $\langle \sigma(\%) \rangle$ , the mean value of their $\sigma$ -spectrum. For each star, marked in the plot by its WR number, a $1\sigma$ error bar is plotted along both axis. For better comparison, we highlighted in bold the WC9 stars of SLC2. The vertical dotted line marks the limit of $\sigma = 5\%$ that separates SSV from LSV stars, as adopted by SLC. The horizontal one marks $\overline{\sigma_\xi} = 250 \text{ km s}^{-1}$ . . .	44

2.10	Series of C III $\lambda 5696$ line profiles for WR 69 with the measured skewness value indicated at the bottom right of each profile. See Table 2.IV for the individual errors on the skewness. The mean profile for the whole series is overplotted (dotted line) under each profile for better comparison. . . . .	49
2.11	Mean wavelet spectrum and line profile for WR 53, WR 69, and WR 81. Top : Mean wavelet spectrum from each time series. These color displays indicate the amplitude of variable features as a function of their location ( $\xi$ ) and their scale ( $\sigma_\xi$ ). Bottom : Minimum, mean and maximum measured intensity of the C III $\lambda 5696$ line for the whole observing run. . . . .	54
2.12	Same as figure 2.11 but for WR 81 and WR 106. . . . .	54
2.13	Same as figure 2.11 but for WR 92 and WR 119. . . . .	55
2.14	Same as figure 2.11 but for WR 103 and WR 121. . . . .	55
3.1	Schéma du modèle de condensation de poussière. $R_c$ délimite l'intérieur de la coquille où se forme la poussière tandis que $R_{cc}$ indique la distance entre l'étoile et le nuage. Le point P désigne l'endroit où le vent devient optiquement épais. Figure reproduite de Veen et al. (1998). . . . .	67
3.2	Haut : Courbe de magnitude différentielle « brute » de WR 103. Bas : Courbe de magnitude différentielle moyenne. . . . .	69
3.3	Haut : Périodogramme PDM de la courbe de lumière de WR 103. Bas : périodogramme Scargle. Le trait pointillé horizontal en rouge représente le seuil de confiance de 99%. Le trait vertical en rouge indique le pic le plus significatif ( $f = 0.11 \text{ jr}^{-1}$ , $P = 9.2 \text{ jr}$ ), présent dans chaque périodogramme. . . . .	71
3.4	Haut : Courbe de magnitude différentielle « brute » de WR 103. Bas : Courbe de magnitude différentielle moyenne. Les courbes sont repliées en phase selon la période de 9.1 jours. . . . .	72

3.5	Largeur équivalentes normalisées, vitesses radiales, coefficient d'aplatissement et coefficient d'asymétrie de la raie C III $\lambda 5696$ de WR 103.	75
3.6	Haut : périodogramme Scargle de la courbe de vitesses radiales de WR 103. Le trait pointillé en rouge représente le seuil de confiance de 99%. Le trait vertical en rouge indique le pic le plus significatif ( $f = 0.217 \text{ jr}^{-1}$ , $P = 4.6 \text{ jr}$ ). Milieu : vitesses radiales repliée en phase selon la période de 4.6 jours. Bas : vitesses radiales repliés en phase selon la période de 9.1 jours trouvée en photométrie.	77
3.7	Profils de la raie C III $\lambda 5696$ de WR 103. La mesure du coefficient d'asymétrie est indiqué en bas à droite de chaque profil. Voir le tableau 2.IV pour les erreurs individuelles sur le coefficient d'asymétrie. Le profil moyen est tracée en pointillé sous chaque profil afin de faciliter la comparaison des profils entre eux. Les profils semblables qui s'accordent plus ou moins avec la période de 9.1 jours sont tracés en couleur.	79
3.8	Spectres dynamiques de l'étoile WR 103 repliés en phase de 9.1 jours pour la raie C III $\lambda 5696$ . Les flèches indique la position des spectres.	80
I.1	Série de profils de la raie C III $\lambda 5696$ pour WR 53. La mesure du coefficient d'asymétrie est indiqué en bas à droite de chaque profil. Voir le tableau 2.IV pour les erreurs individuelles sur le coefficient d'asymétrie. Le profil moyen pour est tracée en pointillé sous chaque profil afin de faciliter la comparaison des profils entre eux.	xix
I.2	Comme la figure I.1 mais pour WR 81.	xx
I.3	Comme la figure I.1 mais pour WR 88.	xxi
I.4	Comme la figure I.1 mais pour WR 92.	xxii
I.5	Comme la figure I.1 mais pour WR 106.	xxiii
I.6	Comme la figure I.1 mais pour WR 119.	xxiv

I.7	Comme la figure I.1 mais pour WR 121. . . . .	xxv
I.8	Comme la figure I.1 mais pour les spectres de l'OMM de WR 106. Pour ne pas alourdir le graphique, nous avons seulement tracé le spectre moyen au temps correspondant à la première pose lorsqu'il y en a eu plusieurs consécutives. De même, la valeur du coefficient d'asymétrie indiquée est celle correspondant au premier spectre. Le lecteur peut se référer au tableau 2.IV pour avoir celles des spectres suivants. . . . .	xxvi
I.9	Comme la figure I.8 mais pour WR 119. . . . .	xxvii
I.10	Comme la figure I.8 mais pour WR 121. . . . .	xxviii

**LISTE DES ANNEXES**

**Annexe I :            Profils de raie . . . . . xviii**

## LISTE DES SIGLES

AGB	Asymptotic Giant Branch (Branche asymptotique des géantes)
A.U./U.A.	Astronomical Unit (Unité astronomique)
CIR	Corotating Interaction Region (Région d'interaction en corotation)
CNO	Cycle Carbone-Azote-Oxygène
CWB	Colliding Wind Binaries (Étoiles binaires avec collision de vents)
DAC	Discrete Absorption Component (Composante discrète d'absorption)
EEE	Éléments d'excès d'émission
ELO	El Leoncito Observatory
EN	Étoile à neutrons
EW	Equivalent Width (Largeur équivalente)
FWHM	Full Width at Half Maximum (Pleine largeur à mi-hauteur)
IR	Infrarouge
IUE	International Ultraviolet Explorer
LBV	Luminous Blue Variable (Étoile lumineuse, bleue et variable)
LCO	Las Campanas Observatory
LPV	Line Profile Variation (Variations de profil de raie)
LM	Lépine & Moffat (1999)
LSV	Large-Scale Variability (Variabilité à grande échelle)
MOST	Microvariability and Oscillations of STars
OMM	Observatoire du Mont Mégantic
PDM	Phase Dispersion Minimization

RSG	Red Supergiant (Supergéante rouge)
RV	Radial Velocity (Vitesse radiale)
SLC1	St-Louis et al. (2009)
SLC2	Chéné & St-Louis (2011)
SSV	Small-Scale Variability (Variabilité à petite échelle)
TVS	Temporal Variance Spectrum (Spectre de variance temporelle)
UV	Ultraviolet
WC	Étoile Wolf-Rayet riche en carbone
WCE	Étoile WC précoce (« early »)
WCL	Étoile WC tardive (« late »)
WN	Étoile Wolf-Rayet riche en azote
WNE	Étoile WN précoce (« early »)
WNL	Étoile WN tardive (« late »)
WO	Étoile Wolf-Rayet riche en oxygène
WPS	Wavelet Power Spectrum (Spectre d'ondelette en puissance)
WR	Étoile Wolf-Rayet



## REMERCIEMENTS

Je ne peux faire autrement que de commencer par remercier ma directrice de recherche Nicole St-Louis. Je lui suis énormément reconnaissant de m'avoir accordé la chance d'effectuer ce projet de recherche et de toujours avoir été grandement disponible pour répondre à mes mille et une questions sans jamais manquer d'enthousiasme et de passion et ce, jusqu'à la dernière minute littéralement ! Grâce à elle, j'ai également pu, au cours des trois dernières années, participer à des expériences mémorables dont je garderai un précieux souvenir (particulièrement mon voyage au Chili).

J'aimerais également remercier André-Nicolas Chené pour le soutien technique et moral incommensurable qu'il a su m'apporter à de nombreuses occasions en plus de partager ses expériences de vie enrichissantes. Je tiens aussi à remercier le professeur Tony Moffat pour m'avoir transmis une partie de son savoir encyclopédique tout au long de ce projet. Je garderai un bon souvenir de notre campagne d'observation à l'OMM. Merci également aux autres membres du club des Étoiles Massives, Antoine, Rémi, Alexandre, Noel, Yannick et Tahina pour les discussions enrichissantes, dont la plupart ont eu lieu autour d'une boîte de biscuits. Je remercie également mes collègues de bureau Lison, Denise, Philippe et Yannick pour leur soutien, leur aide et les longues conversations, que ce soit au sujet des étoiles, de la pluie ou du beau temps qui ont animé mon quotidien durant toutes ces années. Un merci particulier à Étienne Artigau pour son aide avec la réduction des données photométriques et avec l'analyse en ondelette. Sans lui je serais probablement encore en train de m'arracher les cheveux devant mon ordinateur !

Un gros merci à Karl et à Yannick pour les parties de badminton quasi-hebdomadaires qui m'ont permis de garder la forme physique (et mentale parfois !). Je salue également mes amis François et Karl avec qui j'ai traversé l'étape précédente, mais non la moindre, qu'est celle du Baccalauréat. Quand je repense à nos vendredis soirs passés à travailler sur le devoir d'Outils, je ne peux m'empêcher de sourire. Je termine en remerciant ma copine Joannie qui m'a toujours encouragé et soutenu depuis le tout début.

# CHAPITRE 1

## INTRODUCTION

### 1.1 Propriétés des étoiles Wolf-Rayet

Une étoile Wolf-Rayet (WR) représente la dernière étape stable de la vie d'une étoile massive<sup>1</sup> avant que celle-ci ne termine sa vie sous forme de supernova. Elles sont donc les descendantes des étoiles de type O, les étoiles les plus massives de la séquence principale. La phase Wolf-Rayet représente environ 10% des  $\sim 5$  millions d'années de la vie de l'étoile (Meynet & Maeder, 2005). On retrouve ces étoiles près ou à l'intérieur des régions de formations d'étoiles, situées dans le disque des galaxies. À ce jour, on en compte plus de 300 connues dans la Voie Lactée mais on estime cependant qu'il pourrait y en avoir jusqu'à  $\sim 1600$  dans notre quadrant observable de la Galaxie (van der Hucht, 2006). On en répertorie également plusieurs dans les autres galaxies du groupe local. Selon Massey (2013), on en connaît 154 dans M31, 206 dans M33, 139 dans le grand et 12 dans le petit nuage de Magellan respectivement.

Les étoiles WR sont facilement identifiables grâce à leur spectre qui présente de fortes et larges raies d'émission plutôt que de minces raies d'absorption, comme la majorité des étoiles. Ces raies d'émission sont formées dans le vent très dense et très rapide de l'étoile. Le vent est suffisamment dense (un ordre de grandeur plus élevé que celui des étoiles O) pour qu'une profondeur optique de  $\tau = 1$  soit atteinte dans le continu à une distance au-delà de la surface de l'étoile où la radiation est émise dans la matière en expansion. Il est donc impossible d'observer directement la surface de l'étoile qui est enfouie sous le vent.

Il existe deux types principaux d'étoiles WR, les WN (riches en azote) et les WC (riches en carbone). Les WN présentent dans leur spectre les produits du brûlage de l'hydrogène par l'entremise du cycle CNO alors que les WC présentent plutôt les produits du brûlage de l'hélium par le processus triple-alpha. Selon le rapport d'intensité des raies

---

<sup>1</sup>De manière générale, on peut qualifier une étoile d'étoile massive si sa masse est  $\gtrsim 10 M_{\odot}$ .

de N III-V et He I-II, les WN peuvent être de sous-type WN2 à WN6 pour les étoiles dites précoces (*Early*, WNE) et WN6 à WN9 pour celles qu'on nomme tardives (*Late*, WNL)<sup>2</sup>. Il en est de même avec les WC, celles-ci se divisant en WC4-6 (WCE) et WC7-9 (WCL) selon le rapport d'intensité de leurs raies de C III et C IV et de la présence ou non de raies de O III-V. Un troisième type, plus rare, les WO (riches en oxygène) montre un spectre semblable aux WCE avec l'addition de fortes raies d'oxygène.

Certaines étoiles WN observées dans les jeunes amas stellaires massifs contiennent encore une quantité significative d'hydrogène. La présence de ces étoiles et l'absence de supergéantes rouges (*Red Super Giants*, RSG) à grande luminosité dans les jeunes amas massifs suggèrent les scénarios évolutifs présentés dans le tableau 1.I. Le terme LBV

Tableau 1.I – Scénarios évolutifs suggérés par Sander et al. (2012) pour une étoile sans compagnon.

$M_{\text{init}} [M_{\odot}]$	Stellar evolution
8–15	OB → RSG → SN II-P
15–20	OB → RSG → BSG → SN II-L
20–45	O → RSG → WNE → WC → SN Ib/c
45–60	O → WNL → LBV/WNE? → WO → SN Ib/c
>60	O → Of/WNL ↔ LBV [→ WNL] → SN II <sub>n</sub>

signifie « Luminous Blue Variable » ou étoile lumineuse, bleue et variable, une phase intermédiaire de la vie de l'étoile où celle-ci possède un vent beaucoup plus étendu qu'une WR et subit des éruptions occasionnelles l'appauvrissant ainsi de ses couches superficielles d'hydrogène (Davidson & Humphreys, 1997, Smith et al., 2003). Sander et al. (2012) ont obtenu ces résultats en comparant la position de plusieurs étoiles WC dans le diagramme Hertzsprung-Russel aux modèles évolutifs et en tenant compte des plus récentes statistiques sur les différents types de supernova. Leurs résultats indiquent que, contrairement à ce qui était généralement accepté dans la littérature, les étoiles WC ne descendraient pas des étoiles les plus massives mais plutôt de celles de masses intermédiaires (20–45  $M_{\odot}$ ).

Une fois la phase Wolf-Rayet atteinte, l'étoile a généralement une masse entre 10

<sup>2</sup>Les WN6 peuvent être autant de type WNE que WNL.

et  $25 M_{\odot}$ , un taux de perte de masse  $\dot{M}$  de  $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  et son vent a une vitesse terminale  $v_{\infty}$  pouvant atteindre  $\sim 2000\text{--}3000 \text{ km s}^{-1}$ . La magnitude absolue des étoiles WR s'étend de  $-6.5$  à  $-4.5$  mag (van der Hucht, 2001), les plus brillantes étant de type précoce.

L'estimation de paramètres internes tels le rayon et la température de l'étoile s'avère une tâche difficile. D'abord, il n'est pas approprié d'utiliser l'approximation d'équilibre thermodynamique local (ETL) dans les modèles d'atmosphère puisque l'intensité de la radiation est trop importante et domine le processus collisionnel. Il faut également tenir compte de la présence dans le vent d'éléments lourds tel le fer qui génèrent dans le spectre des milliers de raies spectrales non résolues qui ont une incidence sur la structure interne de l'étoile. Ce phénomène (connu sous le nom de « line blanketing ») est dû à certains éléments ionisés présents en faible quantité dans le vent mais dont l'opacité est non négligeable. La radiation provenant du centre de l'étoile est absorbée et réémise dans toutes les directions, notamment vers l'étoile, ce qui, forcément, augmente la température effective de celle-ci. Finalement, on doit utiliser une géométrie sphérique plutôt que planaire pour construire les modèles d'atmosphère en raison de la présence des vents qui ont une étendue non négligeable. En tenant compte de ces effets, les meilleures estimations de température sont de 35 kK (WNL) à 140 kK (WNE) pour les WN (Hamann et al., 2006) et 40 kK (WCL) à 130 kK (WCE) pour les WC (Sander et al., 2012).

## 1.2 Formation de poussière dans le vent des étoiles WC9

C'est dans les années 1960-1970 que fut observé pour la première fois un excès d'émission infrarouge (IR) dans le spectre des étoiles de type WC (cf. Allen et al., 1972). Cet excès est particulièrement fort pour les étoiles de sous-type WC9. Cohen et al. (1975) ont combiné des observations spectrophotométriques dans l'optique et dans l'IR à des observations photométriques dans l'IR pour obtenir la distribution spectrale d'énergie de plusieurs étoiles WR (voir figure 1.1). Ils ont établi que l'excès IR présent dans le spectre des étoiles WCL est dû à la présence d'une enveloppe circumstellaire de grains de poussière à base de carbone dans le vent et que l'excès, beaucoup plus faible, présent

dans le spectre des WCE et des WN est causé par de l'émission libre-libre dans les couches externes du vent qui est alors optiquement mince (voir figure 1.1).

Carpenter & Czyzak (1982) proposent deux types de grains neutres pouvant être responsables de l'excès IR : le carbone de type graphite et le carbone amorphe. Le graphite a une structure compacte et est caractérisé par une émissivité proportionnelle à  $\lambda^{-1}$  tandis que le carbone amorphe est dépourvu de structure cristalline et irradie selon  $\lambda^{-2}$ . Les auteurs affirment que les grains amorphes sont les plus susceptibles d'être formés dans le vent de l'étoile.

Williams et al. (1987a) ont observé en infrarouge 41 étoiles WR dont la majorité était de sous-type WCL. Les observations ont montré que la fraction de la lumière stellaire qui est absorbée par la poussière et réémise dans l'IR est de l'ordre de quelques pourcents seulement. Seules quatre étoiles (WR48a, 76, 104 et 118) ont plus de 50% de leur lumière absorbée par la poussière. Leurs modèles reproduisant le mieux l'émission IR sont ceux utilisant des grains amorphes et ils éliminent ainsi l'hypothèse des grains de type graphite.

Typiquement, la poussière se forme dans le vent de l'étoile à l'intérieur d'une « coquille » qui débute à 200-500  $R_*$  et qui s'étend sur plusieurs centaines de  $R_*$ . Étant donné que les grains de poussière sont formés à partir d'une température de  $T \sim 1000$  K (Cohen et al., 1975), il est raisonnable de supposer que la région de formation est suffisamment loin de l'étoile pour qu'elle soit optiquement mince. Après leur formation, les grains de poussière sont accélérés par la pression de radiation provenant de l'étoile jusqu'à des vitesses qui excèdent celle du vent. Par la suite, les forces de friction entre les grains et les atomes du vent deviennent en équilibre avec la pression de radiation et les grains se déplacent à la même vitesse que le vent.

Selon Williams et al. (1987a), plusieurs conditions physiques précises sont requises pour que les atomes de carbone puissent s'agglomérer et former des grains de poussière. La plus importante est la densité du gaz dans la région de formation des grains. On peut estimer la densité du gaz dans le vent si on connaît le taux de perte de masse et la vitesse du vent de l'étoile qu'on suppose avoir atteint la vitesse terminale à cet endroit. Le taux de perte de masse est déterminé à partir de l'émission libre-libre du continu à des lon-

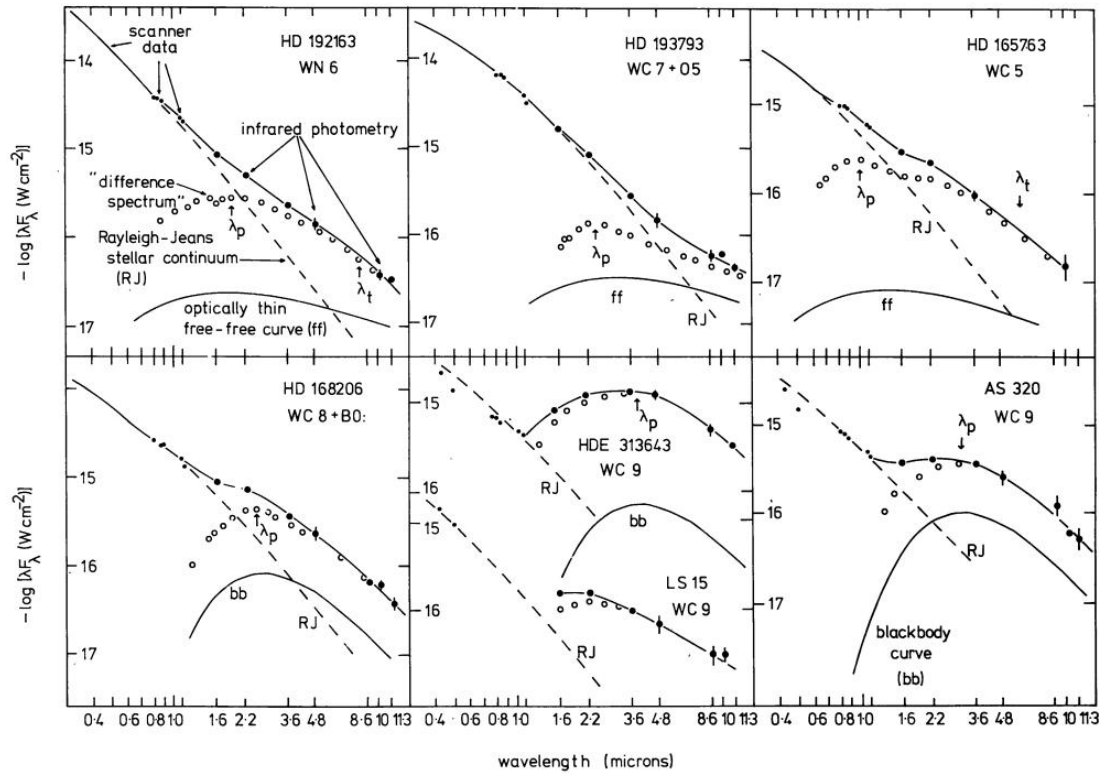


Figure 1.1 – Distribution d'énergie pour sept étoiles WR de différents types spectraux. Les cercles pleins représentent les observations photométriques. Un spectre de différence (cercles ouverts) est obtenu en soustrayant la courbe de Rayleigh-Jeans (celle-ci étant ajustée au spectre d'énergie de l'étoile) à la courbe « observée ». Une courbe de corps noir ou d'émission libre-libre est tracée (ligne pleine) au bas de chaque graphique. Figure reproduite de Cohen et al. (1975).

guez d'onde où la profondeur optique est telle que le matériel observé est en expansion à la vitesse terminale. Concrètement, on doit avoir recours à des observations radio (ou submillimétrique). Le flux radio est proportionnel au carré de la densité électronique qui elle peut être directement reliée au taux de perte de masse si on connaît bien la composition chimique du vent (van der Hucht et al., 1986). La vitesse du vent peut quant à elle être mesurée à l'aide de l'élargissement des raies spectrales. La densité du gaz est finalement obtenue à partir de l'équation de continuité

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v.$$

Quoique n'ayant, à l'époque, une mesure précise du flux radio que pour une seule étoile WC9 et une limite supérieure pour quatre autres, Williams et al. (1987a) estiment que la densité de carbone neutre dans la zone de formation de poussière doit être d'au moins  $8 \times 10^{-18} \text{ g cm}^{-3}$ . En réalité, la densité doit être plus petite d'un facteur  $\sim 2-4$  puisque les taux de perte de masse utilisés n'incluaient pas le terme de correction pour le « clumping » ou inhomogénéités des vents WR qui fut découvert subséquemment (Moffat et al., 1988). Les étoiles WC9 réussiraient à atteindre cette densité puisqu'elles ont des taux de perte de masse plus élevés et des vents ayant une vitesse terminale plus faible que les autres étoiles WC.

Un autre facteur déterminant pour la production de poussière est le rayonnement ultraviolet (UV) provenant de l'étoile. Selon les modèles de van der Hucht et al. (1986), celui-ci est augmenté d'un facteur 10 si la température effective augmente de 10 000K. Puisque le carbone neutre est particulièrement sensible au rayonnement UV, la survie des grains de poussière dépend donc fortement de la température de l'étoile. Par contre, les observations montrent que la température à la limite inférieure des coquilles de poussière n'est pas constante d'une étoile à l'autre. La formation des grains ne commence donc pas nécessairement dès qu'ils peuvent survivre à la radiation ambiante.

Toujours selon Williams et al. (1987a), le vent des étoiles WC9 possède suffisamment de carbone pour permettre la formation de grains. Par contre, selon les modèles de van der Hucht et al. (1986), la densité de carbone *neutre* serait largement insuffi-

sante, soit environ  $8 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$ , ce qui est plusieurs ordres de grandeur sous le seuil critique déterminé à partir des observations de  $\dot{M}$  et  $v_\infty$ . Il est difficile de vérifier empiriquement quelle est la proportion de carbone neutre dans le spectre des étoiles WC9. La difficulté vient du fait que le spectre visible des étoiles WC8-9 ne présente aucune raie de C I et que, puisque les raies les plus intenses de C I sont dans le proche IR, il est difficile, voire impossible de les observer à cause de l'excès d'émission produit par la poussière qui dilue trop fortement les raies. Les spectres des étoiles WC ne montrent pas non plus de raies pouvant être attribuées aux molécules précurseurs des grains. Cela indique que la formation des grains ne s'effectue pas de la manière classique :  $C \rightarrow C_2 \rightarrow C_3 \rightarrow$  monomères de carbone  $\rightarrow$  agrégats critiques  $\rightarrow$  grains. Une alternative, la formation par accréation d'ions de carbone, pourrait être envisageable si les grains ne devenaient pas chargés positivement. Dans un tel cas, les grains repousseraient les ions avoisinants et empêcheraient le processus d'accréation. Par contre, les propriétés électrostatiques des grains de poussière dans les étoiles chaudes dépendent également du taux de collision avec les électrons libres et de l'effet photoélectrique (Feuerbacher et al., 1973). Par exemple, à une luminosité donnée, une légère augmentation de la densité électronique autour d'un grain lui permettrait d'accréter des ions ambiants de  $C^+$ . À l'inverse, une augmentation de la radiation UV entraînerait une perte d'électrons par effet photoélectrique, ce qui empêcherait l'accréation d'ions par la force de Coulomb. En prenant tous les mécanismes agissant sur la charge des grains en considération, Williams et al. (1987a) estiment que dans les conditions typiques des vents d'étoiles WC9, les grains ne peuvent accréter d'ions  $C^+$  à cause de l'effet photoélectrique qui est trop important. Ils concluent en mentionnant que la formation de poussière est très sensible aux faibles changements de densité, et qu'une légère augmentation de celle-ci suffirait à enclencher le processus de formation.

Cherchneff et al. (2000) ont développé un modèle hors équilibre de réactions chimiques ayant des conditions physiques typiques d'étoiles WC9 pour tenter d'expliquer la formation de grains de poussière. Le modèle tente d'abord de former les molécules précurseurs des grains de poussière. Les auteurs concluent qu'il est impossible de reproduire en grande quantité des chaînes de carbone plus longues qu'une molécule de



C<sub>2</sub>. Ils mentionnent par contre que les taux de réactions utilisés ont été obtenus à partir d'observations dans le milieu interstellaire où la température du gaz est beaucoup plus basse, ce qui pourrait affecter les résultats. Les vents des étoiles WC ne montrent aucune trace de carbure de silicium (SiC), ce qui est également reproduit par leur modèle. La raison serait que contrairement aux étoiles riches en carbone faisant partie de la branche asymptotique des géantes (AGB), le vent des étoiles WC est dépourvu d'hydrogène, un élément nécessaire à la synthèse du SiC. Cette absence d'hydrogène empêche également les macromolécules de carbone de se former à partir d'une succession de réactions entre chaînes d'hydrocarbures. Ces réactions sont particulièrement nombreuses dans le vent des étoiles AGB étant donnée la neutralité des réactifs. Les auteurs concluent en affirmant que les vents WC doivent avoir des régions très denses et très opaques pour pouvoir former des grains de poussière et que la présence de molécules de CO pourraient aider le processus.

### **1.3 Variabilité et structure dans le vent des étoiles Wolf-Rayet**

Comme l'ont décrit Williams et al. (1987a) et Cherchneff et al. (2000), les conditions physiques dans les vents des étoiles WC sont peu propices à la formation de poussière à cause du fort rayonnement UV provenant de l'étoile qui, en principe, détruirait les grains de poussière. Néanmoins, il a été démontré observationnellement que la grande majorité des étoiles WC9 produit tout de même de la poussière. Il doit donc exister des zones de plus grande densité dans le vent permettant au gaz de se refroidir et aux grains de survivre. La présence de structures en densité dans le vent est révélée par la variabilité observée dans les spectres et la photométrie d'étoiles WR. C'est donc en étudiant cette variabilité qu'on pourra découvrir quel mécanisme est responsable de la formation de poussière. Dans les sections suivantes, nous décrivons les différents types de variabilité et expliquons leur origine.

### 1.3.1 Systèmes binaires

Lorsqu'une étoile WR fait partie d'un système binaire WR + O, son vent entre en collision avec celui de l'étoile O<sup>3</sup>. Cette collision de vents à grande vitesse a pour effet de former une zone constituée de deux chocs et une discontinuité de contact en forme de cône dans laquelle le gaz est comprimé (voir figure 1.2). Lorsque le gaz s'écoule le long du cône, sa température baisse graduellement et les ions se recombinent pour produire de l'émission que l'on observe sous forme d'excès superposé aux raies du vent. La structure de la zone de choc est déterminée par la balance entre les deux flux de quantité de mouvement. Généralement elle englobe l'étoile O car la densité de son vent est environ un ordre de grandeur plus faible que celui de la WR tandis que la vitesse terminale est semblable. On observe donc un maximum d'émission décalé vers le rouge lorsque l'étoile O se retrouve derrière la WR étant donnée l'orientation du cône formé par la collision des vents.

L'archétype du système binaire en collision de vents est WR 140 (WC7 + O). Le système a une orbite très excentrique ( $e \approx 0.9$ ) et une période de 7.9 ans (p.ex. Fahed et al., 2011). Étant donnée la grande excentricité du système, la zone de compression atteint une densité suffisante pour produire de la poussière seulement lors du passage périastre. On dit alors que le système produit de la poussière de manière épisodique. La figure 1.3 montre la courbe de lumière IR de WR 140 lors des derniers passages périastres. WR 137 (WC7 + O) montre un comportement semblable mais sur une période de 13 ans (Williams et al., 2001).

D'autres étoiles WC binaires produisent de la poussière de manière persistante. C'est notamment le cas pour WR 104 (WC9 + OB) qui possède une orbite pratiquement circulaire (Tuthill et al., 2008). Les observations de WR 104 en interférométrie dans le proche infrarouge obtenues à deux époques différentes par Tuthill et al. (1999) ont permis de mettre en évidence pour la première fois la structure spirale formée par la collision des vents. Leurs résultats spectaculaires sont présentés à la figure 1.4. On y voit la lumière IR émise par la poussière formée suite à la collision des vents. Par la suite, des observations

---

<sup>3</sup>On appelle un tel système un système binaire à collision de vents ou « Colliding Wind Binaries » (CWB).

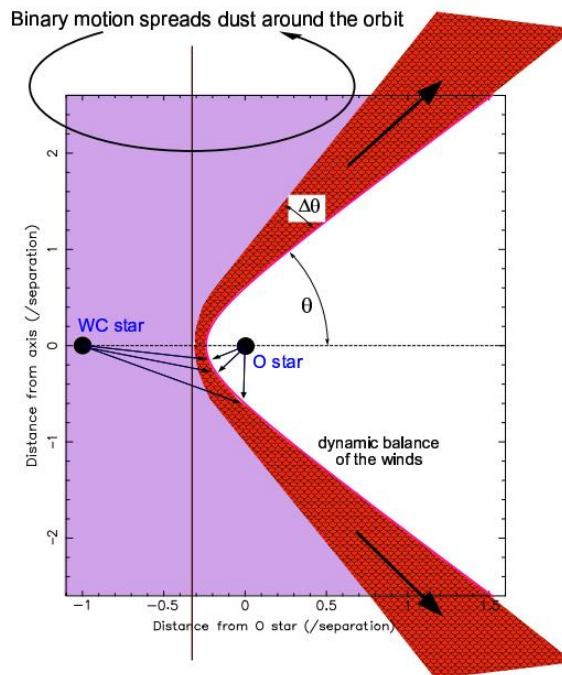


Figure 1.2 – Schéma représentant la région de collision de vents d'un système binaire WC + O.  $\theta$  représente le demi-angle d'ouverture du cône et sa valeur dépend du rapport des taux de variation de quantité de mouvement du vent de chaque étoile ; le cône englobe l'étoile présentant le plus faible taux. L'épaisseur de la zone de choc est représentée par l'angle  $\Delta\theta$  de chaque côté du cône. Figure reproduite de Williams (2008).

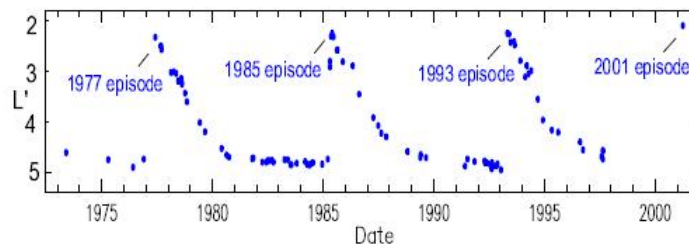


Figure 1.3 – Courbe de lumière de WR 140 à  $3.8 \mu\text{m}$  qui montre les épisodes de formation de poussière suivant une période de 7.9 ans. Figure reproduite de Williams (2008).

des étoiles WR98a (WC9) par Monnier et al. (1999) et WR112 (WC9) par Marchenko et al. (2002) ont montré des structures semblables. Il est important de noter que quelques étoiles produisent de la poussière de manière persistante, mais à un taux variable. C'est notamment le cas pour WR98a (Monnier et al., 1999). L'étude de systèmes binaires tels que WR 140 et WR 104 nous indique que la poussière est indubitablement formée dans la zone de choc où les vents sont en collision et que le gaz atteint une densité pouvant être jusqu'à  $\sim 10^3$  plus élevée que celle du vent de l'étoile WR (Usov, 1991). Mais qu'en est-il pour les étoiles qui ne possèdent pas de compagnon ? Des trente étoiles WC9 répertoriées par van der Hucht (2001), seulement quatre sont confirmées binaires à ce jour : WR 70 (Williams et al., 2013), WR 98a (Monnier et al., 1999), WR 104 (Tuthill et al., 1999) et WR 112 (Marchenko et al., 2002). Il est possible que parmi les étoiles présumées simples, certaines possèdent un compagnon qui n'ait jamais été détecté. Par contre, il est peu probable que ce soit le cas pour toutes les étoiles et jusqu'à maintenant, nous devons supposer qu'elles ne sont pas binaires et que par conséquent il existe un mécanisme dans le vent de l'étoile capable de créer des zones de plus grande densité.

### 1.3.2 Vents inhomogènes

Outre les variations dues à un compagnon, la lumière des étoiles WR montre également des signes de variations dues à l'inhomogénéité de leur vent. Dans les années 1980, on s'est beaucoup intéressé à ce type de variations grâce au développement technologique des détecteurs. Plusieurs campagnes d'observation ont permis de détecter des variations photométriques d'amplitude  $\geq 0.02$  mag sur plusieurs étoiles WR (cf. Lamontagne & Moffat, 1987, Moffat & Shara, 1986, van Genderen et al., 1989). Plus récemment, Fahed et al. (2009) ont détecté des variations photométriques de  $\sim 2-5\%$  pour douze étoiles WC9. Ces variations ayant une échelle de temps caractéristique de quelques jours sont stochastiques et ne montrent aucun signe de périodicité.

Les inhomogénéités à petites échelles dans le vent des étoiles WR seraient causées par l'instabilité du mécanisme d'entraînement du vent et prendraient naissance presque à sa base (Gayley & Owocki, 1995, Owocki et al., 1988). L'instabilité entraîne des variations locales des gradients de vitesse ( $dv/dr$ ) et de densité ( $dp/dr$ ) du vent par rapport

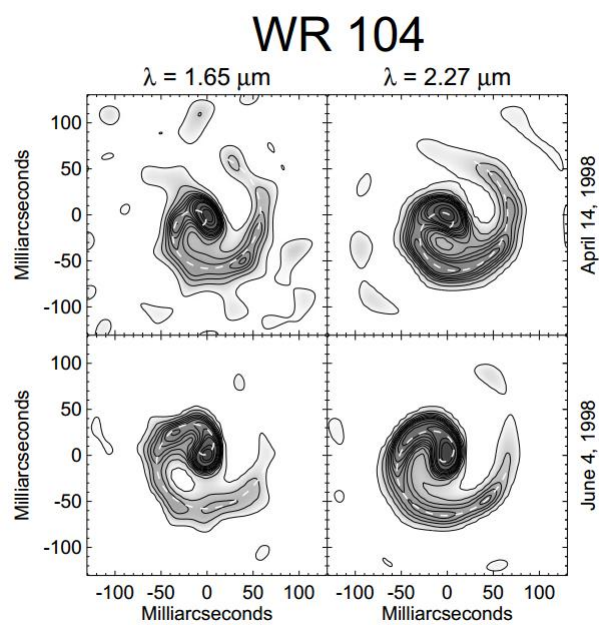


Figure 1.4 – Images reconstruites de WR 104 à  $1.65 \mu\text{m}$  (gauche) et  $2.27 \mu\text{m}$  (droite) à deux époques différentes : avril (haut) et juin (bas) 1998. La courbe pointillée représente le meilleur ajustement d’une spirale d’Archimède. Figure reproduite de Tuthill et al. (1999).

à ceux qu'aurait un modèle de vent lisse et homogène tel que décrit par le modèle CAK<sup>4</sup> (voir figure 1.5). Les structures qui découlent de cette instabilité sont fort probablement responsables de l'émission de rayons X observée dans le vent des étoiles WR (Oskinova et al., 2012, 2001). Lorsqu'une partie du vent qui se déplace à vitesse élevée entre en collision avec une inhomogénéité très dense qui se déplace plus lentement, cela crée un choc hydrodynamique qui peut faire chauffer le plasma jusqu'à une température de quelques millions de degrés, d'où l'émission de rayons X. On peut également associer ce type d'inhomogénéité aux variations stochastiques observées en polarisation linéaire dans le continu aux longueurs d'onde visibles (Brown et al., 1995, Robert et al., 1989). Le processus physique responsable de la polarisation linéaire est la diffusion Thomson par des électrons libres dans le vent. Une polarisation non nulle est obtenue lorsqu'il n'y a pas annulation complète des vecteurs de polarisation de la lumière diffusée par les électrons. C'est notamment le cas dans un vent inhomogène. L'instabilité radiative a aussi des répercussions sur la forme des profils de type P Cygni observés dans l'ultra-violet provenant du vent de l'étoile. En plus de l'élargissement normal des fortes raies d'émission se formant dans un milieu en expansion, les composantes d'absorption et d'émission du profil sont affectées par la génération de nouveaux gradients de vitesse dans le vent (voir figure 1.5) (Owocki et al., 1988). Leur présence sur la ligne de visée aura pour effet d'augmenter l'absorption à des vitesses autres que celle d'un vent lisse et ainsi de saturer le profil sur une plus grande plage de longueur d'onde. Ils peuvent également mener à l'absorption à des vitesses plus grandes que la vitesse terminale du vent.

La signature la plus importante d'un vent inhomogène demeure cependant la variabilité qu'on peut observer sur les profils de raies en émission. Les observations montrent que des excès d'émission sous formes de petites bosses supplémentaires superposées au large profil de la raie se déplacent du centre de celle-ci vers les ailes sur des échelles de temps de plusieurs heures (Moffat et al., 1988). Leur comportement et leur durée de vie indique qu'elles correspondent à une région de vent de densité supérieure au milieu

---

<sup>4</sup>Modèle de référence de vent entraîné par la pression de radiation dans les étoiles O tel que publié par Castor et al. (1975).

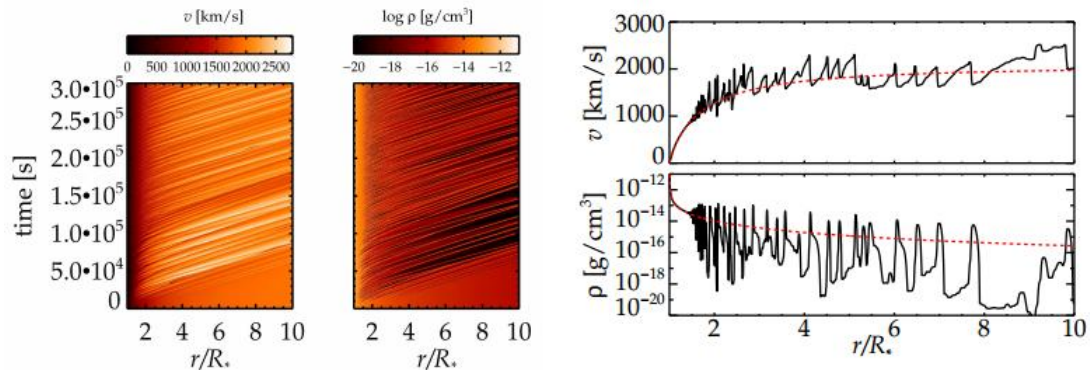


Figure 1.5 – Le graphique de gauche montre l'évolution temporelle de la vitesse et de la densité du vent en fonction du rayon de l'étoile pour un modèle de vent perturbé autosuffisant. Le graphique de droite montre le même modèle mais à un instant donné (pour  $t \approx 150$  ks). La courbe pointillée rouge représente le modèle de vent initial lisse non perturbé. Figure reproduite de Sundqvist & Owocki (2012).

ambiant qui passe dans la zone d'émission visible de l'élément ou de l'ion en question. La figure 1.6 montre quelques spectres de l'étoile WR 134 qui présente de telles inhomogénéités dans son vent. Lépine & Moffat (1999) ont étudié en détail les variations de profils de raie (*Line Profile Variations*, LPV) sur un échantillon de quatre étoiles de la séquence WN et cinq étoiles de la séquence WC. Leur série de spectres s'étend sur 3-4 nuits avec un échantillonnage spectral d'environ un spectre par heure sur  $\sim 8$  heures et montre des variations de  $\sim 5\%$  par rapport à l'intensité moyenne. Ils ont utilisé une technique d'analyse en ondelette pour caractériser les Éléments d'Excès d'Émission (EEEs) visibles sur les raies. Ils ont reproduit avec succès les raies observées à partir d'un modèle de vent phénoménologique. Leur modèle ne permet pas d'expliquer la présence des inhomogénéités dans le vent, mais plutôt d'étudier comment celles-ci affectent les profils de raies d'émission. Leurs simulations ont montré que même si seulement quelques EEEs sont visibles sur les spectres, un grand nombre d'inhomogénéités ( $>10^4$ ) est requis dans leur modèle de vent pour reproduire les observations. L'analyse en ondelette a montré que toutes les étoiles de leur échantillon (sauf une, WR 134) possèdent des EEEs ayant une grandeur caractéristique de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ . WR 134 montre des variations de profils à plus grande échelle ( $\sim 350 \text{ km s}^{-1}$ ) de manière récurrente plutôt que stochas-

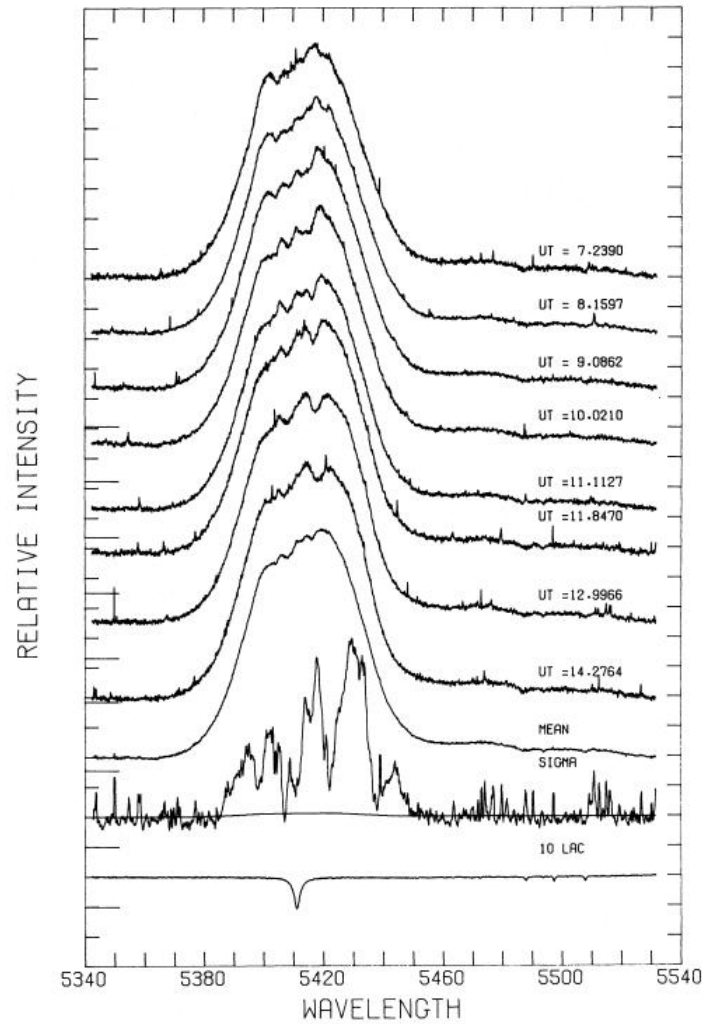


Figure 1.6 – Superposition de plusieurs spectres centrés sur la raie He II  $\lambda 5411$  pour l'étoile WR 134. Les spectres, dont la résolution et le rapport signal sur bruit sont respectivement de  $0.1 \text{ \AA}/\text{pix}$  et 300, ont été obtenus à environ une heure d'intervalle pour une nuit complète au télescope Canada-France-Hawaii. Le dernier spectre (en bas) est celui de l'étoile 10 Lac (O9 V) et est montré pour des fins de comparaison. Figure reproduite de Moffat et al. (1988).



tique, ce qui n'a pu être reproduit avec leur modèle de vent constitué d'inhomogénéités qui se propagent dans la direction radiale. Le comportement particulier de cette étoile était déjà connu auparavant et on doit faire appel à un autre phénomène physique dans le vent pour expliquer les variations *périodiques* observées.

### 1.3.3 Structures à grande échelle dans le vent

Les étoiles WR 6 (WN5), WR 134 (WN6) et WR 1 (WN4) montrent respectivement des variations périodiques de 3.77, 2.25 et 16.9 jours. Étant dépourvues de compagnon, ces étoiles doivent posséder un mécanisme interne capable d'entraîner et de soutenir cette variabilité. Vue l'ordre de grandeur des périodes observées ( $>$  jour), il est peu probable que des pulsations en soient la cause directe étant donné qu'aucune théorie de pulsations stellaires ne prédit de périodes aussi longues dans les étoiles massives (Moffat, 2013). L'explication la plus simple et la plus probable reste la rotation de l'étoile elle-même.

WR 6 est sans doute l'étoile qui montre ce type de variations pouvant être associées à la rotation de manière la plus convaincante. Pourtant, les premières hypothèses tentant d'expliquer sa périodicité utilisaient plutôt la présence d'un compagnon compact. Lamontagne et al. (1986) ont suggéré que la courbe de lumière de WR 6 variait de manière complexe mais stable suivant une période de 3.77 jours. Cependant, cette conclusion était basée sur deux séries d'observations photométriques séparées de 5 ans dont la première ne contenait que très peu de points. Pour eux, l'élément décisif dans le choix du scénario d'un système binaire pour expliquer les variations a été la détection de vitesses radiales de la raie He II  $\lambda 4686$  de l'étoile suivant la même période. Robert et al. (1992) ont montré que la courbe de lumière et de polarisation de WR 6 changeait d'une époque à l'autre sans toutefois pouvoir expliquer l'origine de ces changements. En plus de ne pas fournir d'explication simple pour les variations de la forme de la courbe de lumière sur plusieurs cycles, déjà à l'époque, le scénario binaire ne parvenait pas non plus à expliquer la quantité de rayons X émis par l'étoile, celle-ci étant beaucoup plus faible que ce qui est normalement observé dans les systèmes binaires d'étoiles massives (Stevens & Willis, 1988).

À l'aide d'observations spectroscopiques plus récentes, Morel et al. (1997) ont montré que les variations de vitesses radiales ne pouvaient pas être associées à la présence d'un compagnon mais étaient plutôt causées par la variation des profils de raies. Lorsque repliées en phase de 3.77 jours, ces variations de profils montrent qu'un excès d'émission à une longueur d'onde donnée peut être observé au même endroit sur la raie après une période complète (voir figure 1.7(a)). Des observations de profils P Cygni dans l'ultraviolet par St-Louis et al. (1995) lors d'une campagne d'observation intense avec le satellite IUE s'accordent également avec la période observée en photométrie et en spectroscopie optique. Les données UV, s'échelonnant sur plus de 16 jours (4 cycles complets), montrent que la forme des composantes d'émission et d'absorption des profils P Cygni varie périodiquement. Pendant une partie du cycle ( $\sim 1/3$ ), l'aile bleue de la composante d'absorption du profil s'étend jusqu'à  $\sim -1900 \text{ km s}^{-1}$ , soit la valeur de  $-v_\infty$  telle qu'identifiée par St-Louis et al. (1993) tandis que pour le reste du cycle, le profil montre davantage d'absorption du côté bleu de  $-1900$  à  $-2900 \text{ km s}^{-1}$  (aux vitesses plus grande que  $v_\infty$ ) et un excès d'émission aux basses vitesses négatives (i.e. la partie rouge de la composante d'absorption). De plus, toujours au même point de phase, on observe une légère diminution de la composante d'émission centrale ainsi qu'un léger excès d'émission à  $+v_\infty$ .

L'étude de la géométrie du vent via des observations spectropolarimétriques supporte également l'hypothèse de la rotation comme mécanisme responsable des variations périodiques. Schulte-Ladbeck et al. (1991) ont détecté une polarisation non nulle du continu, ce qui leur permet d'affirmer que le vent de l'étoile ne possède pas une symétrie sphérique mais a plutôt une forme aplatie. Ils estiment également que les variations du degré de polarisation sont dues à un changement apparent de la distribution asymétrique de densité du vent plutôt qu'à un changement de sa configuration géométrique qui pourrait être causé par la présence d'un compagnon.

Des simulations hydrodynamiques sur le comportement du vent d'une étoile O en rotation qui subit une perturbation à la base de sa photosphère ont été menées par Cranmer & Owocki (1996). Leurs simulations montrent que des régions d'interaction en corota-

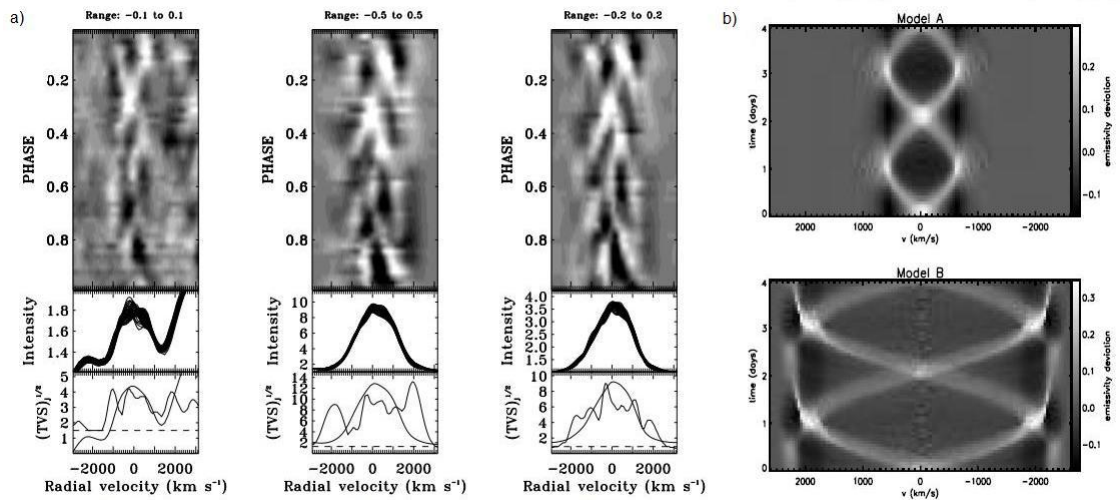


Figure 1.7 – (a) Spectres dynamiques de l'étoile WR 6 pour les raies de N IV  $\lambda 4058$ , He II  $\lambda 4686$ , He II  $\lambda 6560$ . Les panneaux du bas montrent le spectre de variance temporelle qui indique le niveau de variabilité de la raie par rapport au niveau de bruit dans le continu. Nous discuterons davantage de cette quantité au chapitre 2. Figure reproduite de Morel et al. (1997). (b) Spectres dynamiques simulés à partir d'un modèle contenant deux CIRs. Les angles d'inclinaison sont  $20^\circ$  pour le modèle A et  $70^\circ$  pour le modèle B. Figure reproduite de Dessart & Chesneau (2002).

tion (*Corotating Interaction Regions*, CIRs)<sup>5</sup> peuvent se former dans le vent en réponse à une augmentation ou une diminution localisée de la force radiative, causée par une tache brillante ou sombre. Un CIR est une perturbation de la densité et de la vitesse du vent formée lorsque deux composantes de vents de vitesses différentes entrent en interaction et s'enroulent autour de l'étoile à cause de sa rotation. La figure 1.8 représente deux CIRs obtenus à partir de taches brillantes sur la photosphère de l'étoile. La région I correspond à la partie du vent où la tache a directement augmenté la densité via un taux de perte de masse plus élevé. La région III, qui représente le CIR, est obtenue lorsque la partie plus rapide du vent de l'étoile qui provient d'un endroit où il n'y a pas de tache (en dessous, dans la direction radiale) entre en collision avec le vent plus lent provenant de la tache.

Mullan (1984) a montré que des CIRs peuvent être présents dans le vent de plusieurs types d'étoiles et que leur formation dépend principalement d'une asymétrie longitudinale dans la densité ou la vitesse à la base du vent. L'origine de la ou des perturbation(s) qui entraîne des CIRs demeure pour l'instant méconnue mais plusieurs pensent qu'elle pourrait être de nature magnétique ou reliée à des pulsations. Même si nous avons mentionné au début de cette section que les pulsations ne pouvaient être directement responsables de la variabilité périodique observée dans certaines étoiles WR, elles pourraient cependant être responsables de la formation de CIRs via des modes non radiaux tel qu'observé dans plusieurs étoiles OB. De telles pulsations pourraient causer une augmentation localisée du taux de perte de masse et un transfert de moment cinétique vers les couches externes de la photosphère, ce qui aurait un impact direct sur la formation de structures dans le vent (p.ex. Ando, 1991, Townsend, 2007).

Lorsque'un CIR, entraîné par la rotation de l'étoile, traverse la ligne de visée, il est responsable des variations observées sur les profils de raies. Ce phénomène a été modélisé par Dessart & Chesneau (2002) à partir d'un modèle de vent contenant deux CIRs positionnés à 180° l'un de l'autre sur le plan équatorial (voir figure 1.7(b)). On peut remarquer aisément la grande ressemblance des simulations avec les profils de raies de

---

<sup>5</sup>Les CIRs ont été observés et étudiés pour la première fois dans le soleil (Hundhausen, 1972, Zirker, 1977).

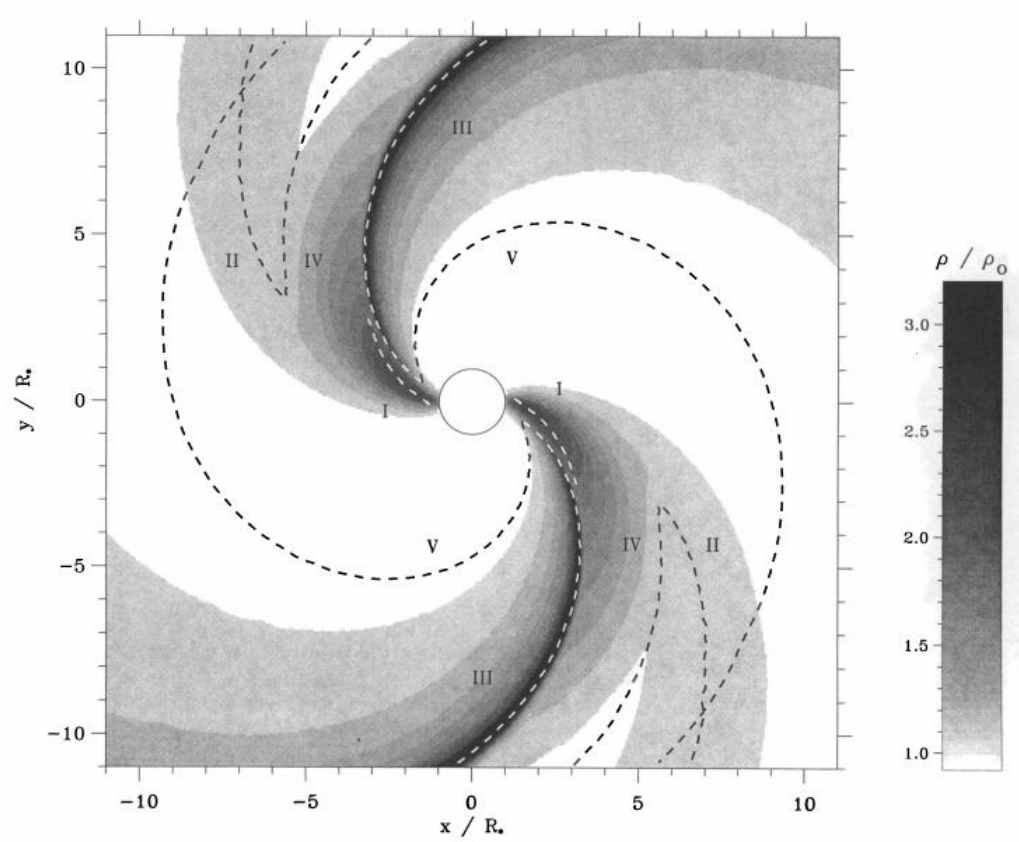


Figure 1.8 – Représentation de la densité du vent d’une étoile O à partir d’un modèle hydrodynamique contenant deux CIRs. Les lignes pointillées divisent les différentes régions dans le vent. Figure reproduite de Cranmer & Owocki (1996).

l'étoile WR 6 repliés en phase de 3.77 jours. Les étoiles WR 134 (Morel et al., 1999) et WR 1 (Chené & St-Louis, 2010) montrent des profils semblables suivant leur période respective de 2.25 et 16.9 jours. Pour les étoiles O, le passage d'un CIR se traduit également par la présence de composantes d'absorption discrètes (*Discrete Absorption Components*, DACs) dans la partie en absorption des profils P Cygni aux longueurs d'onde UV. Les DACs se déplacent de l'extrémité rouge de la composante d'absorption vers l'extrémité bleue et leur réapparition peut être corrélée avec la période de rotation de l'étoile (Prinja, 1988). Les simulations hydrodynamiques de CIRs effectuées par Cranmer & Owocki (1996) reproduisent également la présence de DACs. Malheureusement, il est impossible d'observer des DACs dans le spectre des étoiles WR car la partie d'absorption des profils P Cygni présents dans l'UV est toujours saturée (sauf pour WR 24, la seule exception, Prinja & Smith, 1992).

#### 1.4 Présentation du projet

Ce projet porte principalement sur l'analyse d'une série de spectres visibles de huit étoiles WR de sous-type WC9 et une de sous-type WC8d, toutes présumées simples. Le but est de caractériser la variabilité spectrale dans le visible et de vérifier si ces étoiles appartiennent à un système binaire en recherchant une périodicité stricte dans les variations. Si tel n'est pas le cas, les observations pourraient révéler quel est le processus physique qui expliquerait les variations observées. De cette façon, nous cherchons à déterminer quel est le mécanisme dominant menant à la formation de poussière dans le vent des étoiles WC9 simples.

Nous présentons au chapitre 2 les résultats d'une analyse quantitative de la variabilité des neuf étoiles à partir de spectres obtenus en mai-juin 2009 à l'Observatoire El Leoncito (ELO) en Argentine et en juin 2011 à l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM). L'analyse sera faite de deux manières différentes, soit en calculant le spectre de variance temporelle (*Temporal Variance Spectrum*, TVS) tel que défini par Fullerton et al. (1996) et avec l'aide de l'analyse en ondelette suivant la méthode employée par Lépine & Moffat (1999). Nous présentons par la suite au chapitre 3 les résultats d'une

étude de la variabilité de l'étoile WR 103 basée sur des spectres de l'ELO et sur des données photométriques obtenus à l'Observatoire de Las Campanas (LCO) au Chili en mai 2012. Finalement, nous présentons nos conclusions au chapitre 4.

## 1.5 Contributions

Cette sous-section sert à détailler ma contribution aux résultats présentés aux chapitres 2 et 3. L'article intitulé *The Spectral Variability of a Sample of WC9 Stars on Timescales of Days to Weeks*, présenté au chapitre 2, est l'aboutissement de la majeure partie du travail que j'ai effectué au cours des dernières années. J'ai effectué à part entière la réduction et l'analyse des données des campagnes d'observations menées à l'ELO et à l'OMM. J'ai moi-même obtenu les observations à l'OMM tandis que celles de l'ELO ont été obtenues par Antoine de la Chevrotière et Vincent Hénault-Brunet. Une partie de l'analyse (calcul du TVS et des moments) a été effectuée à l'aide d'un programme écrit par André-Nicolas Chené. J'ai rédigé l'article en entier sous la supervision de ma directrice de recherche Nicole St-Louis qui m'a grandement aidé à orienter la discussion des résultats et les conclusions.

L'étude de WR 103 présenté au chapitre 3 a été possible en partie grâce aux données de l'ELO mais également grâce à une campagne d'observation en photométrie que j'ai moi-même menée à LCO au Chili. J'ai également effectué la réduction des données et la recherche de période à part entière. Pour l'extraction de la courbe de lumière, j'ai utilisé un code écrit en majeure partie par Étienne Artigau. Ce code fait appel à un programme écrit par David Lafrenière qui extrait le flux instrumental d'une étoile à partir de l'image du CCD. L'incertitude sur la période dans la courbe de lumière a été obtenue grâce à un programme de simulation Monte-Carlo écrit par Rémi Fahed.

## CHAPITRE 2

### THE SPECTRAL VARIABILITY OF A SAMPLE OF WC9 STARS ON TIMESCALES OF DAYS TO WEEKS

S. DESFORGES<sup>1</sup>, N. ST-LOUIS<sup>1</sup>, A.-N. CHENÉ<sup>2,3,4</sup>, A. DE LA CHEVROTIÈRE<sup>1</sup>, V.  
HÉNAULT-BRUNET<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Département de Physique & Centre de Recherche en Astrophysique du Québec (CRAQ), Université de Montréal, C.P. 6128, Succ. Centre-Ville, Montréal, Québec H3C 3J7, Canada

<sup>2</sup> Gemini Observatory, Northern Operations Center, 670 North A'ohoku Place, Hilo, HI 96720, USA

<sup>3</sup> Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160, Chile

<sup>4</sup> Departamento de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Av. Gran Bretaña 1111, Playa Ancha, 5030, Casilla, Chile

<sup>5</sup> Department of Physics, Faculty of Engineering and Physical Sciences, University of Surrey, Guildford, GU2 7XH, United Kingdom

**In preparation** : For submission to *The Astrophysical Journal*

#### Abstract

We present the results of a spectroscopic monitoring campaign of eight WC9 stars and one WC8d star conducted at the El Leoncito Observatory (ELO) and the Observatoire du Mont Mégantic (OMM). For each star, we obtained roughly 1 spectrum every 1–2 days over one month at the ELO and for WR 106, WR 119, and WR 121, we obtained  $\sim 4$ –5 additional spectra per night for 8 nights over a period of 16 days at the OMM. The goal of this study is to determine if there is a dominant mechanism responsible for the formation of dust in the wind of presumably single WC9 stars. To characterize the spectral variability, we have used the  $\sigma$ -spectrum which gives the fraction of the line flux that is variable. All stars of our sample show large-scale variability ( $\sigma > 5\%$ ) except WR 53 ( $\sigma = 2.20\%$ ) and WR 103 ( $\sigma = 4.05\%$ ). The comparison between the  $\sigma$ -spectrum for both the ELO and OMM datasets shows that WR 106 and WR 121 seem to



exhibit variations on a timescale of at least  $\sim 20$  days. We also have calculated the mean velocity dispersions of the substructures in the residuals (individual spectra minus mean spectrum) for the stars of our sample and find values of  $\sim 150\text{--}300 \text{ km s}^{-1}$  for each star of our sample, with the widest dispersions generally corresponding to the stars with the highest variability amplitude. Finally, we have calculated the Equivalent Widths (EWs), Skewness, Kurtosis and Radial Velocities (RVs) for the C III  $\lambda 5696$  line profiles of every star of our sample. EW variations reach 8–12% for stars with the highest variability amplitude and for every star except WR 53, RV variations of  $\sim 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$  are found to be anti-correlated with the skewness, indicating that they do not correspond to a real movement of the star along the line of sight. More intense photometric and spectroscopic monitoring campaigns are required for a few selected targets to identify potential periods that could help us identify a dominant mechanism responsible for the formation of dust in WC9 stars. Wind-Wind collision in WR + O binaries does not seem to be responsible for the short-term variability detected in spectroscopy and cannot be readily invoked as the mechanism responsible for the formation of dust in these apparently single WC9 stars.

## 2.1 Introduction

Wolf-Rayet stars (WR) are easily recognizable by their spectrum dominated by broad emission lines of helium, nitrogen, carbon and oxygen. Stars of the WN sequence generally display only helium and nitrogen lines while stars of the WC sequence show helium and carbon lines with a few weaker oxygen lines. WR spectral lines appear in emission rather than in absorption because they are formed in the very fast, dense wind of the star. The terminal wind velocities and mass loss rates of WR stars can vary as a function of subtype, but generally reach values of at least  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$  and  $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  respectively (Crowther, 2007).

WC9 stars are the coolest and least luminous stars of the WC sequence. The terminal velocity of their wind is generally smaller than that of earlier subtypes and of those of the WN sequence. Their evolutionary status is still uncertain; according to Sander et al.

(2012), they are likely to evolve from stars with masses between  $20 M_{\odot}$  and  $45 M_{\odot}$  rather than from the most massive stars ( $\gtrsim 45 M_{\odot}$ ) as was previously suggested (e.g. Crowther, 2007). Their most striking characteristic is that for all WC9 stars studied so far except three (WR 81, WR 88, and WR 92), their spectrum displays an excess of thermal emission in the near infrared which has been associated with the presence in the wind of carbon-based dust, most likely anamorphous grains (Williams et al., 1987b). It was suggested by Williams & van der Hucht (2000) that as these three stars form a subgroup of WC9 stars characterized by weaker oxygen lines, then perhaps they have a lower O/He abundance. If they are indeed oxygen-deficient, the absence of CO (a precursor in the grain formation chain, Cherchneff et al., 2000) would inhibit the dust formation process.

The physical processes at the origin of dust formation in the harsh environment of a WR wind are still quite unclear. According to current theories, the grains must be formed as far as  $\sim 100$  A.U. from the photosphere, otherwise the strong UV radiation from the star would destroy the neutral carbon grains by sublimation (Williams & van der Hucht, 2000). However, assuming an isotropic wind, the densities at these distances are several orders of magnitude too low to allow the processes leading to grain condensation to occur (Cherchneff et al., 2000). A non-uniform wind could provide regions where the density is high enough to allow dust formation.

One way to produce such regions of higher densities is in colliding-wind binaries (CWBs). Dust formation has indeed been observed in many WC + O systems. Some produce dust only at periastron where the collision of the two stellar winds is strong enough to produce shocks that compress the gas to densities up to a factor  $\sim 10^3$  higher (Usov, 1991). These systems are known as "episodic" or "periodic" dust-makers. WR 140 (WC7 + O5.5) is the archetype of such a colliding-wind system, making dust for about 3-4 months at regular intervals of 7.94 years (e.g. Williams, 2011). Other CWBs such as WR 104 (WC9 + O), famous for its rotating 'pinwheel' pattern of infrared emission (Tuthill et al., 1999), have a circular orbit and produce dust on a continuous basis. These are known as "persistent" dust-makers. There is however no real evidence suggesting that all the persistent WC9 dust-makers are part of a binary system with colliding wind effects. Indeed, Williams & van der Hucht (2000) searched for absorption lines

attributable to hot companions in the spectra of ten WC9 stars and only found evidence for them in two WR stars, WR 104 and WR 69<sup>1</sup>. Note also that some WC9 stars produce dust persistantly but at a variable level. This is the case for WR 98a (Monnier et al., 1999) and WR 70 Williams et al. (2013), both confirmed binaries.

Observations have clearly shown that the winds of WR stars are highly clumped (e.g. Lépine & Moffat, 1999, Moffat et al., 1988). Hydrodynamical simulations of CWBs with clumpy winds by Pittard (2007) require a density ratio between the clumps and interclump wind of at least 10 to correctly reproduce the observed mass-loss rates. Given that episodic CWBs produce dust only at periastron passage, it is rather unlikely that clumps are dense enough to allow dust formation to occur otherwise we would observe it continuously albeit at a lower level.

It is also possible for the wind of a single massive star to harbour zones of compressed gas. Hydrodynamical simulations by Cranmer & Owocki (1996) showed that Corotating Interaction Regions (CIRs) in the wind of O and WR stars will form by the combined effect of a perturbation at the base of the wind and the rotation of the star. This arises when low density, high speed unperturbed wind collides with a slower but denser wind zone. The latter wind component is the response of a localised enhancement of the radiative force caused by a bright spot at the hydrostatic radius. Because of the star's rotation, CIRs appear like spiral-shaped structures that are wrapped around the star. It is possible to determine if a star has one or more CIRs in its wind by studying the excess emission subpeaks superposed on its emission lines. These Line-Profile Variation (LPV) patterns are very different from those caused by the clumping of the wind for two reasons : first, they move in phase with the star's rotation period (Dessart & Chesneau, 2002) and second, the subpeaks on the emission lines are broader (Lépine & Moffat, 1999) and move from one side of the profile to the other rather than from line center to line edge as excesses from clumps do. So far, only three WR stars have shown LPV patterns characteristic of a wind with CIRs : WR 6 (WN5, Morel et al., 1997), WR 134 (WN6, Morel et al., 1999), and WR 1 (WN4, Chené & St-Louis, 2010).

In a survey of spectroscopic variability of a magnitude-limited sample of WR stars,

---

<sup>1</sup>A radial velocity study is needed to confirm the orbital motion of WR 69.

St-Louis et al. (2009) (hereafter SLC1) and Chené & St-Louis (2011) (hereafter SLC2<sup>2</sup>) found the WC9 subclass to show particularly high levels of variability. In fact, all WC9 stars in their sample except one, WR 103, showed variability levels of at least 5% of the line flux, while early-type single WC stars showed little to no variability at all (<3%). Furthermore, the nature of the spectral variations appeared different than the ones generated by blobs, which are normally at a much lower level. The subpeaks superposed on the broad emission lines of WC9 stars seemed to be much larger with respect to the total line width.

The ultimate goal of the work presented in this paper is to determine if there is a dominating mechanism responsible for the formation of dust in the wind of presumably single WC9 Stars. To do this, we studied a sample of these stars to characterize their spectral variability. Among the questions on which we aim to shed more light are : if the variations are periodic, are they related to CIRs or do they reveal the presence of a companion ? Indeed, it has been suggested that all WC9 stars are binaries (Williams & van der Hucht, 1992) and that this is the mechanism by which they make dust. Alternatively, if the variations are due to CIRs, why are they more present in this WR subtype compared to the others and what is their link with the formation of dust ? Section 2.2 presents our observations while our results are described in Section 2.3. Our conclusions follow in Section 2.4.

## 2.2 Observations

The observations were obtained with the 0.6 m Helen Sawyer Hogg telescope at the El Leoncito Observatory (ELO) in Argentina and the 1.6 m telescope of the Observatoire du Mont Mégantic (OMM) in Québec, Canada. We observed every single WC9 star listed the VII<sup>th</sup> catalogue of galactic Wolf-Rayet stars (van der Hucht, 2001) that has a magnitude of 13.25 or lower. Because all WC9 stars are in the southern hemisphere, the majority of our spectra came from the ELO campaign. Only WR 106, WR 119, and WR 121, the stars with the least negative declinations, were observable from the OMM.

---

<sup>2</sup>The acronyms were chosen for simplicity since both papers are the outcome of the same project. They will also be referred simply as SLC when no distinction is needed.

The ELO campaign was carried out during 28 nights between May 16 and June 15 2009 using a grating giving a resolution of  $\Delta\lambda = 2.91 \text{ \AA}$  (3 pixels) and a spectral range of 4700–6100  $\text{\AA}$ . The OMM campaign was from June 12 to June 28 2011 for a total of 8 clear nights of observations. We used a grating yielding a slightly higher resolution  $\Delta\lambda = 2.67 \text{ \AA}$  (3 pixels) and a spectral range of 3800–6100  $\text{\AA}$ . However, the sensitivity of the detector was too low shortwards of  $\sim 4700 \text{ \AA}$  to provide a usable signal. Details of our targets are given in Table 2.I in which the stars' name, spectral type, number of spectra obtained and average signal-to-noise ratio for each run are listed. The signal-to-noise ratio was obtained from the standard deviation of a short continuum region around its median value.

Tableau 2.I – Our Sample of WC9 Stars

Name	Spectral Type <sup>a</sup>	Magnitude <sup>a</sup> ( <i>v</i> )	ELO Run		OMM Run	
			Number of Spectra	Average S/N	Number of Spectra	Average S/N
WR 53	WC8d	10.88	22	25	...	...
WR 69	WC9d	9.43	22	43	...	...
WR 81	WC9	12.71	20	15	...	...
WR 88	WC9	13.25	19	12	...	...
WR 92	WC9	10.43	22	27	...	...
WR 103	WC9d	8.86	20	36	...	...
WR 106	WC9d	12.33	16	19	18	65
WR 119	WC9d	12.41	17	17	26	69
WR 121	WC9d	12.41	16	15	24	69

<sup>a</sup> Spectral types and magnitudes are from van der Hucht (2001).

The spectra were reduced in the usual way using the IRAF<sup>3</sup> software package. First a bias frame was subtracted, then each image was divided by a flat field. The wavelength calibration was carried out using a He-Ar+Ne calibration lamp for both runs. Special care was taken for the normalization of the spectra. First, for each star, a mean of all the spectra was computed. For WR 106, WR 119, and WR 121, a mean was made for

<sup>3</sup>IRAF 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).

each run separately. Then, each spectrum was divided by the mean and the ratio was fitted with a low-order Legendre polynomial (between fourth and eighth order). Each original spectrum was then divided by its corresponding fit, bringing the continuum of each spectrum at the same level. For WR 106, WR 119, and WR 121, the spectra from each run were put at the same level by combining the run means and by repeating the procedure described above. The mean of all the spectra (or the mean of the run means for WR 106, WR 119, and WR 121) was then fitted with a first order cubic spline in the few available continuum regions (4759–4769 Å, 4885–4893 Å, 4974–4991 Å, 5394–5397 Å, 5545–5576 Å, and 5959–6040 Å) and each individual spectrum was divided by this fit to complete the continuum normalization.

For the OMM campaign, all our spectra were realigned using the position of the Na I  $\lambda$ 5890 interstellar absorption line. The lines were measured with enough precision so that the standard deviation of the interstellar line positions on the realigned spectra is  $\sim 0.03$  Å. This value was obtained by remeasuring the position of the lines on the realigned spectra and corresponds to the estimated error on our first measurement. For the ELO campaign, we were only able to measure the position of the interstellar lines for the brightest stars : WR 69 and WR 103. The standard deviation of the realigned interstellar lines are  $\sim 0.07$  Å and  $\sim 0.14$  Å for WR 69 and WR 103 respectively. The other stars have a typical wavelength calibration error of  $\sim 0.45$  Å. This value also corresponds to the standard deviation of the position of the sodium lines of WR 69 and WR 103 before the correction.

## 2.3 Variability Search

### 2.3.1 Temporal Variance Spectrum

To characterize the variability of our sample of WC9 stars, the temporal variance spectrum (TVS) was calculated for each dataset using the formalism of Fullerton et al. (1996). Then, following SLC1, assuming that our data are governed by a reduced  $\chi^2$  distribution with  $N - 1$  degrees of freedom (with  $N$  being the number of data points), we

have calculated the level of significant variability to  $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2(99\%)$  with

$$\sigma_0^2 = \left( \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \sigma_{ic}^{-2} \right)^{-1}, \quad (2.1)$$

a standardized dispersion where  $\sigma_{ic}$  is the noise in the continuum. The level of variability for wavelength  $j$  in our spectrum is then defined by

$$\Sigma_j(99\%) = \sqrt{\frac{(\text{TVS})_j}{\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2(99\%)}} \quad (2.2)$$

A spectrum that reaches a  $\Sigma_j$ -value of 1 is variable at  $1\sigma$ , if it reaches 2, it varies at  $2\sigma$ , etc. The 99% confidence level means that if  $\Sigma_j(99\%)$  reaches 3, we are 99% confident that the spectra are variable at  $3\sigma$ . It is actually more accurate to calculate the TVS using different continuum regions since the sensitivity of the CCD varies with wavelength and therefore the noise level in the continuum is not the same everywhere. We calculated the TVS for 4700–5225 Å using the continuum from 4760–4770 Å, the TVS for 5226–5760 Å with the continuum from 5510–5520 Å, and the TVS for 5761–6000 Å with the continuum from 5930–5940 Å. Doing so did not change the fact that most stars are only significantly variable in the C III  $\lambda 5696$  line but, as can be seen in the bottom panel of Figure 2.1, it systematically reduced the value of  $\Sigma_j(99\%)$  in the middle and red wavelength regions and yielded cleaner and more accurate results.

Since the TVS compares the variation of the line flux with respect to the noise level of the neighboring continuum, it only provides limited physical information for two reasons. Firstly, since we don't have the same signal-to-noise ratio for each star, it is difficult to compare the variability of one star to another. Secondly, although it has a smaller impact in our dataset because our sample is limited to WC9 stars only, line strengths can vary from one star to another. A quantity that is more interesting is the fraction of the line flux that is variable, the  $\sigma$ -spectrum. This quantity was introduced by SLC1 and is defined as :

$$\sigma_j(\%) = \frac{(\text{TVS}_{\text{mod}})_j^{1/2}}{\bar{S}_j - 1} \quad (2.3)$$

where  $\text{TVS}_{\text{mod}}$  is a modified TVS that compares the variance at pixel  $j$  with the noise at that same pixel rather than to the neighbouring continuum and  $\bar{S}_j$  is the weighted mean continuum-normalized flux at wavelength  $j$ . This quantity is only defined in emission lines where the TVS is above the threshold level of  $\sigma_0^2 \chi_{N-1}^2(99\%)$ . For fainter transitions, large parts of the line have a denominator too close to zero and the numerator is anyhow dominated by the noise. We therefore restrained our calculation of  $\sigma$  to the emission lines having a relative intensity of at least 1.5. For strong lines like C III  $\lambda$  5696, we also restrained  $\sigma$  to the FWHM of the line to avoid similar effects.

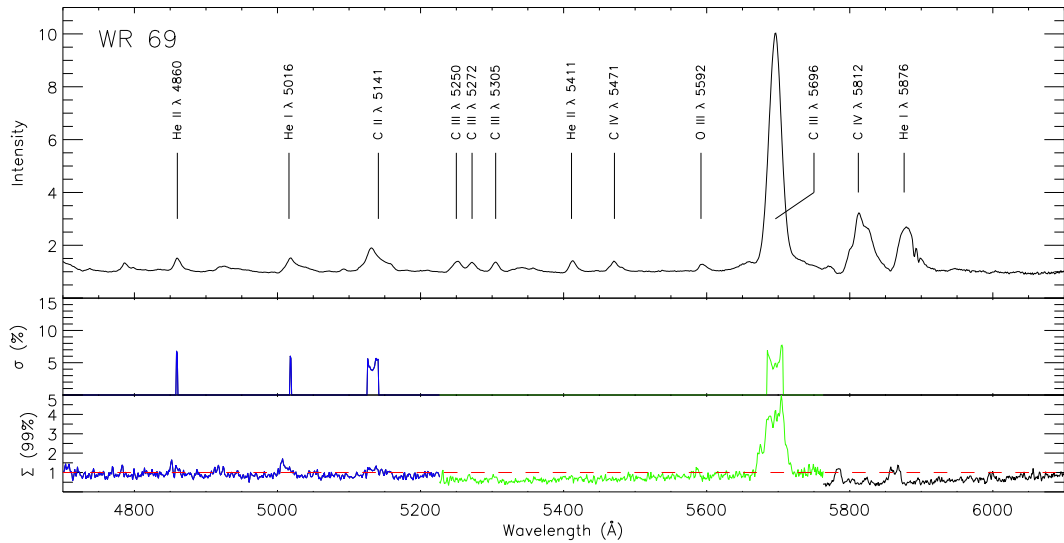


Figure 2.1 – Top : mean spectrum of WR 69 for the entire ELO run. Middle :  $\sigma$ -spectrum. Bottom :  $\Sigma(99\%)$  spectrum. The horizontal dashed line is the variability threshold for  $1\sigma$  at a 99% confidence level. The TVS is separated in three parts (hence the different colors) each using distinct continuum regions for reference (see text).

The values of  $\Sigma(99\%)$  and  $\sigma$  are plotted for each star of our sample in Figures 2.1–2.6. We only show  $\Sigma(99\%)$  and  $\sigma$  over the whole spectral range for WR 69 (see Figure 2.1) because it's the only star observed during the ELO campaign that shows variability above the threshold level for lines other than C III  $\lambda$  5696. WR 106, WR 119, and WR 121 also show variability for other lines, but only for the OMM spectra which are of higher signal-to-noise ratio. The absence of significant variability outside the C III  $\lambda$  5696 line for the ELO data (with the exception of WR 69) can be explained by the modest



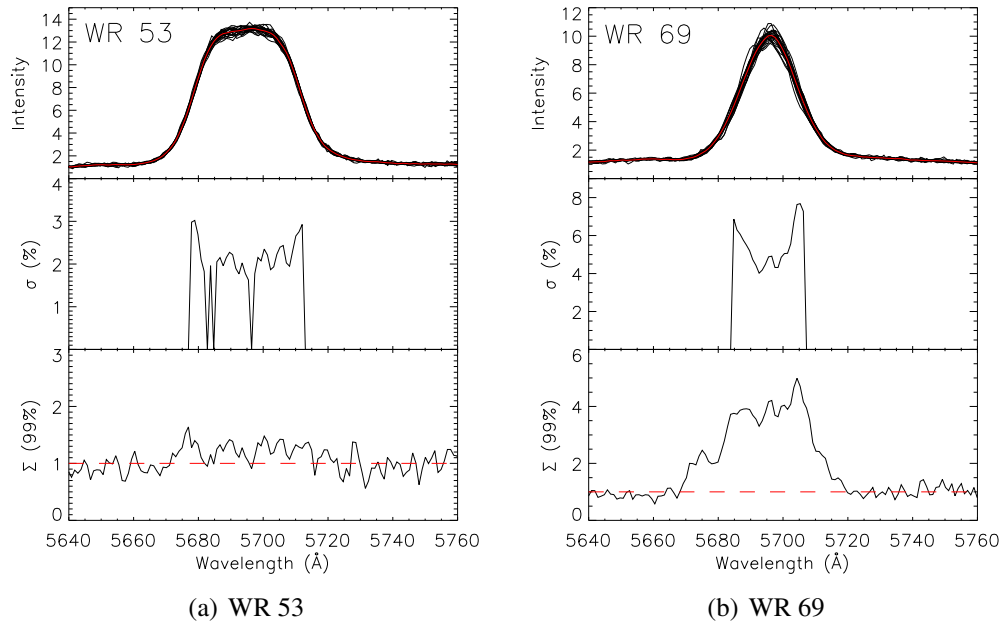


Figure 2.2 – (a) Top : A superposition of the spectra of WR 53 for the entire ELO run, centered on the C III  $\lambda 5696$  line with the mean spectrum overlotted in red. Middle :  $\sigma$ -spectrum. Bottom :  $\Sigma(99\%)$  spectrum. (b) Same as (a) for WR 69.

signal-to-noise ratio of our spectra (see Table 2.I). Since the TVS compares the variability at a certain wavelength to the noise level in the continuum,  $\Sigma(99\%)$  reaches 1 only if the flux of a given line is relatively high. For stars with a very low signal-to-noise ratio, the variability of the lines is indistinguishable from the noise of the continuum as  $\Sigma(99\%)$  oscillates around 1 for almost all of the wavelength region covered.

For WR 106, WR 119, and WR 121, we calculated  $\Sigma(99\%)$  and  $\sigma$  separately for both observing runs as it yielded different results (Figures 2.5–2.6). It is clearly easier to detect the variability of these stars with the OMM data and this is especially true for WR 119 where  $\Sigma(99\%)$  reaches 8–10 for the OMM spectra but barely reaches 2 for the ELO spectra (see Figure 2.5(b)). These different values can once again be explained by the very different signal-to-noise ratio of each dataset. As expected, the  $\sigma$ -spectrum is however approximately the same (WR 119) or greater (WR 106 and WR 121) for the ELO spectra. One thing that very likely explains this is the different time sampling and total coverage of each dataset. The ELO data consists of roughly 1 spectrum every

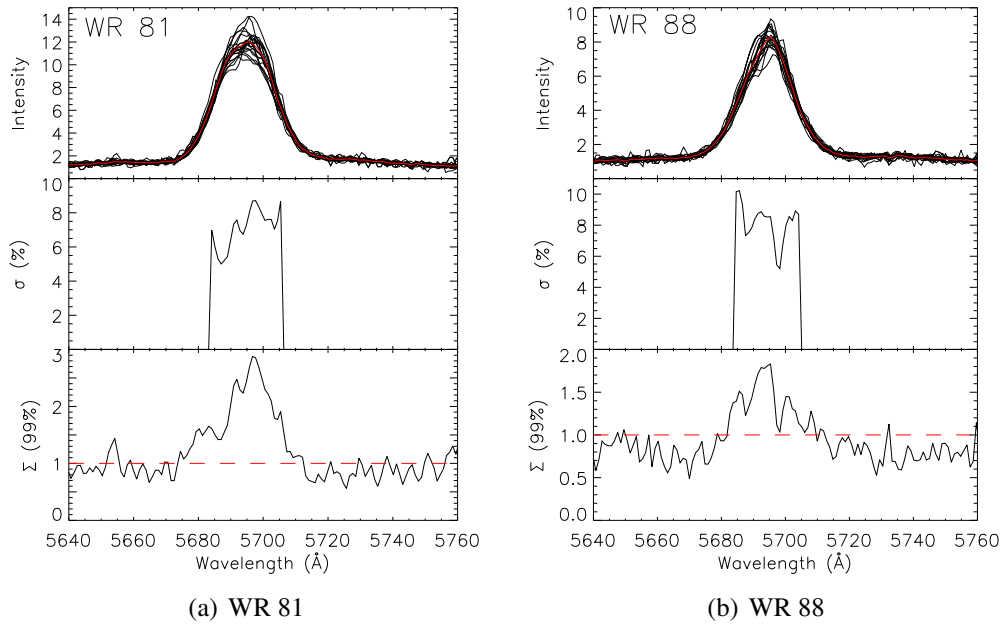


Figure 2.3 – Same as Figure 2.2(a) for (a) WR 81 and (b) WR 88.

1–2 days over a month, which covers a broader time span than the OMM data with 3–6 spectra per night for only 8 days over a 14-day period. If the variations of a given star are on a short timescale ( $\sim 2$  to  $\sim 14$  days), the  $\sigma$ -values should be the same for both observing runs since both of them have a sufficient time window to detect them. However, if the variations take place over a greater time period, the  $\sigma$ -value obtained for the OMM run could easily be lower because we didn't have the chance to observe the variations in their entirety. We could therefore conclude that the variations for WR 119 occur over a shorter timescale ( $\lesssim 14$  days) than for WR 106 and WR 121. We present in Table 2.II the  $\sigma$ -values for each star of our sample (the values are highlighted in bold; the rest of the table entries will be explained in the following paragraphs). In order to have the most accurate  $\sigma$ -values possible and to facilitate the comparison of our results with those of SLC1 and SLC2, we simply averaged  $\sigma_j$  over the number of pixels within the FWHM of the C III  $\lambda 5696$  emission line. We opted to do so because  $\sigma_j$  can vary significantly from pixel to pixel (see for example Figure 2.4(a)), making it difficult to evaluate  $\sigma$  by eye.

SLC1 and SLC2 observed a total of 64 apparently single WR stars. They obtained

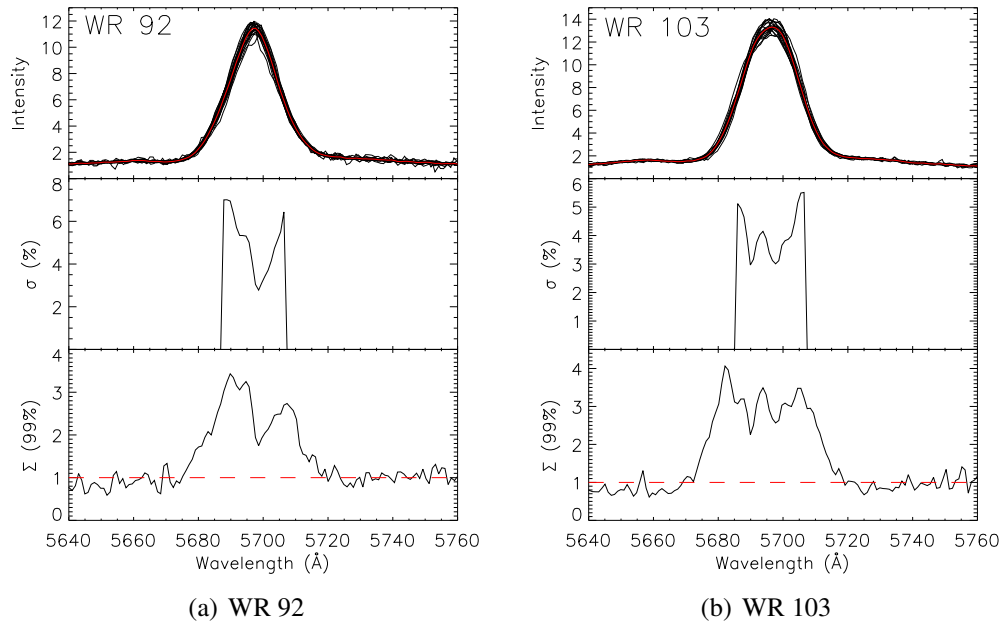


Figure 2.4 – Same as Figure 2.2(a) for (a) WR 92 and (b) WR 103.

4–5 spectra for each star. One of their conclusions that can be applied to all subtypes is that all observed lines for a given star show roughly the same level of variability. However, one has to note that they had only two lines available for each star and that in the case of WN stars, both lines (He II  $\lambda 4686$  and He II  $\lambda 4860$ ) were from the same ion. Nevertheless, we obtain similar results for WR 69 (see Figure 2.1) where all the lines (He II  $\lambda 4860$ , He I  $\lambda 5016$ , C II  $\lambda 5141$ , and C III  $\lambda 5696$ ) vary at a level of  $\sigma \sim 5\text{--}6\%$ . This indicates that even if the lines are formed at different distances in the wind, they are equally affected by the physical mechanism generating the variability. This seems to suggest that the cause of the changes is a global effect taking place in the wind. Another result that is found in both studies is that the values of  $\Sigma(99\%)$  are generally higher for the P Cygni absorption components than for their corresponding emission components. This can be clearly seen, for example, for the He II  $\lambda 4860$ , He I  $\lambda 5016$ , O II  $\lambda 5592$ , and C IV  $\lambda 5812$  lines of WR 69 (see Figure 2.1). According to SLC, since the absorption part of P Cygni profiles comes from a smaller volume of the wind, it suffers less from cancelling effects of large-scale changes in density or ionization arising in different parts of the wind.

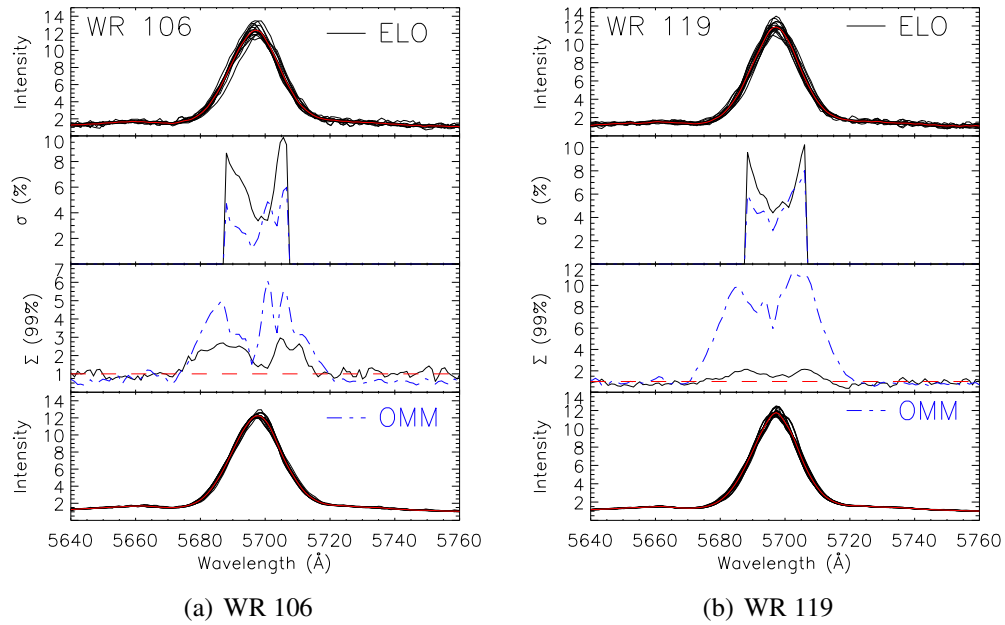


Figure 2.5 – (a) Top : A superposition of the spectra of WR 106 for the entire ELO run, centered on the C III  $\lambda 5696$  line with the mean spectrum overplotted in red. Second from top :  $\sigma$ -spectrum for the ELO run (black solid line) and for the OMM run (blue dot-dashed line). Second from bottom :  $\Sigma(99\%)$  spectrum for the ELO run (solid line) and for the OMM run (blue dot-dashed line). Bottom : same as top panel but for the OMM run. (b) Same as (a) for WR 119.

In order to identify viable CIR-candidates, SLC have adopted a threshold of  $\sigma = 5\%$  to distinguish stars that display small-scale variability (SSV,  $\sigma < 5\%$ ) from those that display large-scale variability (LSV,  $\sigma > 5\%$ ). Stars in the SSV category typically have a variability level of  $\sigma \sim 2\% - 3\%$ . The origin of this variability is most likely the inhomogeneities in the wind of WR stars (e.g. Lépine & Moffat, 1999, Moffat et al., 1988). Among the stars that fall into the LSV category are all the WC9 stars except WR 103 which only shows variability at a level of  $\sim 4\%$  and is therefore formally in the SSV category. All earlier-type WC stars in their sample showing significant variability are also in the SSV category. We obtain identical results with our sample of the ELO run (this includes WR 53 (WC8d), our only non-WC9 star, that has a  $\sigma$ -value of 2.20%). SLC2's observations of WR 81, WR 88, WR 92, and WR 103 were obtained over a timespan of 5–8 days (as opposed to  $\sim 1$  month for our ELO data). It seems that this was suffi-

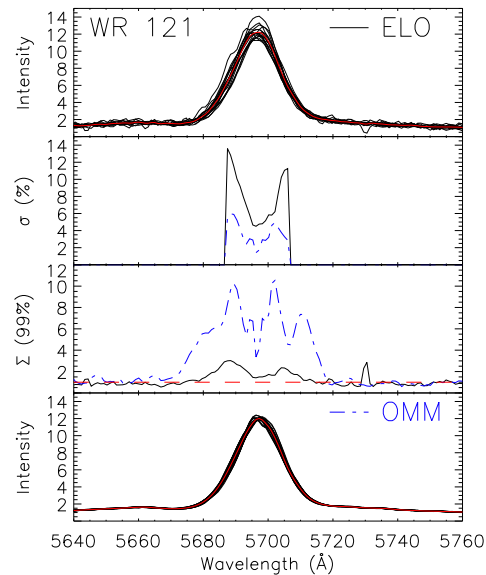


Figure 2.6 – Same as Figure 2.5(a) for WR 121.

ciently long to obtain a  $\sigma$ -spectrum above 5% and hence to classify these stars in the LSV category. However, as mentioned above, we obtain smaller  $\sigma$ -values for WR 106 ( $\sigma = 3.37\%$ ) and WR 121 ( $\sigma = 3.62\%$ ) for the OMM run (see Figures 2.5(a) and 2.6 respectively). SLC1's observations of WR 106 and WR 121 were both obtained over a timespan of at least one month. For WR 106, their 5 spectra are actually sparsed over 3 observing runs in 2001, 2002 and 2005<sup>4</sup>. Their results are in agreement with our conclusion based on our OMM data that these two stars exhibit variations on a longer timescale than other WC9 stars in our sample.

SLC2 stress that the stars they classified as not variable are not necessarily constant ; it is simply that no variability has been detected in their spectra with the given noise level. We now see that we can extend this idea to stars that are actually variable. Our results show that for a given dataset, the changes are not detected to their full extent (although enough to classify the star as variable) if they take place on a longer timescale than the total time span of the available time series or if the interval between two individual observations is too long.

<sup>4</sup>Note that there are three observing runs that were omitted from Table 2 in SLC1 : one in July 2001, one in July 2002 and finally one in June-July 2005.

Tableau 2.II –  $\sigma$ -Spectrum of the C III  $\lambda$ 5696 Line

Star	Number of Spectra	Average Value	Standard Deviation	Star	Number of Spectra	Average Value	Standard Deviation
WR 53	5	2.73	0.23	WR 106 (ELO)	5	6.0	3.04
	10	2.49	0.22		10	6.16	1.99
	15	2.37	0.07		15	7.08	0.06
	all (22)	<b>2.20</b>	...		all (16)	<b>6.38</b>	...
WR 69	5	4.50	0.50	WR 106 (OMM)	5	3.13	0.41
	10	5.33	0.81		10	3.33	0.11
	15	5.59	0.31		15	3.31	0.13
	all (22)	<b>5.47</b>	...		all (18)	<b>3.37</b>	...
WR 81	5	6.27	1.39	WR 119 (ELO)	5	6.19	0.37
	10	6.40	0.94		10	6.35	0.72
	15	6.69	0.48		15	6.20	0.43
	all (20)	<b>7.12</b>	...		all (17)	<b>6.51</b>	...
WR 88	5	9.30	1.11	WR 119 (OMM)	5	4.47	0.95
	10	7.98	0.75		10	4.59	0.71
	15	8.32	0.72		15	4.69	0.30
	all (19)	<b>8.16</b>	...		all (26)	<b>5.14</b>	...
WR 92	5	4.98	0.95	WR 121 (ELO)	5	7.67	1.08
	10	4.79	0.38		10	8.01	0.67
	15	5.40	0.18		15	7.85	0.16
	all (22)	<b>5.01</b>	...		all (16)	<b>7.85</b>	...
WR 103	5	4.13	0.53	WR 121 (OMM)	5	3.88	0.74
	10	4.30	0.17		10	3.59	0.26
	15	4.33	0.09		15	3.70	0.10
	all (20)	<b>4.05</b>	...		all (24)	<b>3.62</b>	...

Next, to investigate the effect of using a limited number of spectra to assess the level of variability (in the case of SLC1 and SLC2, only 5), we have calculated the  $\sigma$ -spectrum with series of 5, 10, and 15 randomly chosen spectra for each star of our sample. This process was repeated 5 times for each series. For each star, we present in Table 2.II the mean values and standard deviations<sup>5</sup> of  $\sigma$  for each series as well as the value obtained with all the spectra. Note that this process was not as useful for the OMM data because we generally obtained 3 to 5 consecutive spectra each night over a total of 8 nights. Thus, because we find little variability within a given night, the OMM observations yielded

<sup>5</sup>Note that these are the standard deviations of each series from the mean  $\sigma$ -value of the five repetitions. This is not to be confused with the standard deviation of each  $\sigma$ -value obtained by averaging the pixel values within the FWHM of the line.

fewer significantly different spectra than for the ELO run, even though we have more of them. A closer inspection of Table 2.II confirms this as it reveals that the  $\sigma$ -values for the OMM stars don't vary very much as a function of the number of spectra used. When taking the results for all stars into consideration, one conclusion that can be drawn concerning the  $\sigma$ -value with respect to the number of spectra is that using 5 spectra instead of  $\sim 20$  generates at most an error of 1%. To illustrate this, we plot in Figure

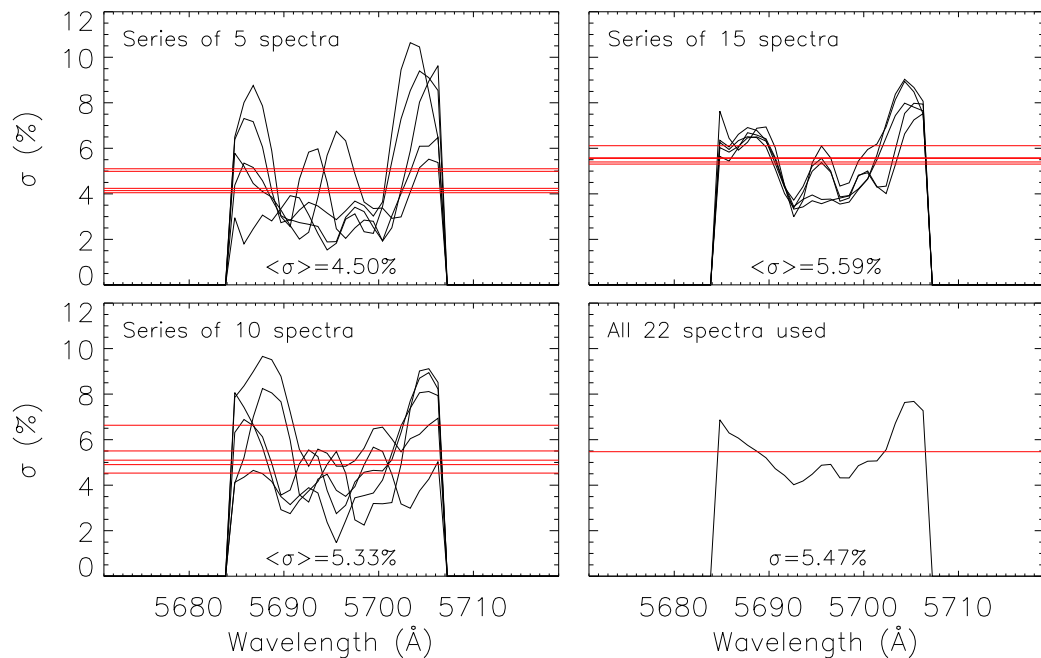


Figure 2.7 – Top left :  $\sigma$ -spectrum for all the 5-spectra series. The horizontal red lines indicate the corresponding  $\sigma$ -values. The mean value of  $\sigma$  for the 5-spectra series is indicated inside the plot. Bottom left : same plot but for the 10-spectra series. Top right : same plot but for the 15-spectra series. Bottom right :  $\sigma$ -spectrum calculated with all the available spectra.

2.7 the  $\sigma$ -spectrum for the C III  $\lambda 5696$  of WR 69 for each series of randomly chosen spectra. Although the shape of the profile presents more differences from one series of 5 spectra to the other, the average value of  $\sigma$  over the line is not very affected. Note, that for the series of 15 spectra, the datasets are becoming less and less independent from each other. Based on previous experiences with WR 6 and WR 134, two stars for which CIRs have been detected, SLC1 made the assumption that 4–5 spectra well sampled in

time would be enough to identify new CIR-candidates. Based on the results presented above, we conclude that this is a relatively good assumption but that the detailed shape of the  $\sigma$  profile for such a small number of spectra should not be overinterpreted.

From Figures 2.1 to 2.7, we note that for many WC9 stars, the  $\sigma$  profiles for the C III  $\lambda 5696$  line indicates a higher level of relative variability in the wings than in the core of the line. Such a profile can be generated if the line profiles are not aligned when comparing them to one another. However, in this case we believe that this is not a valid explanation as if it were so, the effect would essentially disappear for the profiles we were able to align correctly, i.e. WR 69, WR 103, and the ones obtained at the OMM. Indeed, for the OMM data we were able to use a Na I line to align the profiles which resulted in a scatter in the position of the narrow absorption feature of only  $0.03 \text{ \AA}$ . This is not what is found (see Figure 2.5 for example). Another explanation, which is more plausible, is that the special  $\sigma$  profile shape finds its origin in the nature of the variability itself. We believe that it is caused by what can be called the "breathing" of the spectral line, i.e. a slight change in its total width without a large variation in its intensity. This can be caused, for example, by a small change in the terminal velocity of the wind or in the extent of the line-formation zone. Such changes would produce a very high level of relative variability in the very steepest parts of the line, its wings. This can be seen, for example, by comparing the superposed profiles of WR 53 and WR 69 in Figure 2.2. The wings are much thicker for WR 69 than for WR 53, indicating a higher level of variability and stronger wings in the  $\sigma$  profile.

### 2.3.2 Wavelet Analysis

Another way of characterizing the variability of our sample of WC9 stars is by analyzing the distribution of the sizes of the structures in the residuals. The residuals are obtained by subtracting the mean profile from each individual spectrum and in principle correspond to the apparent subpeaks that appear on top of the emission lines. We use the wavelet transform to quantify the various components of the residuals and to obtain the mean line-of-sight velocity dispersion of line-profile variability subpeaks. While the modified TVS compares the variability at each pixel to the noise level at that same pixel,



wavelet analysis separates subpeaks according to their scale in velocity or wavelength space and takes into consideration that some features may span several pixels.

Following the formalism used by Lépine & Moffat (1999) (hereafter LM), we define in velocity space the residual spectra centered on the C III  $\lambda 5696$  line as

$$R(\xi, t_i) = S(\xi, t_i) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N S(\xi, t_i) \quad (2.4)$$

where  $S(\xi, t_i)$  is the spectral time series,  $\xi = (\lambda - \lambda_0)\lambda_0^{-1}c$  with  $\lambda_0 = 5696 \text{ \AA}$  and  $N$  is the number of spectra. The continuous wavelet transform<sup>6</sup>, denoted  $\tilde{R}(\xi, \sigma_\xi, t_i)$ , is then calculated individually on each residual spectra and averaged to yield  $\langle \tilde{R}(\xi, \sigma_\xi) \rangle$ , the mean wavelet power spectrum (WPS) :

$$\langle \tilde{R}(\xi, \sigma_\xi) \rangle^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[ \tilde{R}(\xi, \sigma_\xi, t_i) \right]^2 \quad (2.5)$$

The mean WPS  $\langle \tilde{R}(\xi, \sigma_\xi) \rangle$  shows the amplitude of variable features in the residuals as a function of their location  $\xi$  and scale  $\sigma_\xi$  in velocity space. In order to identify the dominant scale, i.e. the scale which produces the maximum power for the entire emission line, we obtained  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  by averaging the mean wavelet power spectrum over the spectral domain  $\xi$  within the FWHM of the line in order to avoid edge effects. The position of the maximum in  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  is denoted  $\overline{\sigma_\xi}$  and yields an approximate measure of the mean line-of-sight velocity dispersion of line-profile variability subpeaks.

It is important to mention that a large scale component at  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$  was introduced in the wavelet spectrum by the process described above. This component corresponds to the scale of the Mexican hat wavelet<sup>7</sup> that fits exactly the length of our residual spectra centered on the C III  $\lambda 5696$  line. This windowing effect appeared in the wavelet spectrum because the subtraction of the mean profile from the spectra introduced a small dip (or bump) as wide as the line that is due to a slight difference between the intensity

<sup>6</sup>See Appendix A of LM for a detailed explanation of wavelet analysis.

<sup>7</sup>This is the common name given to the second derivative of a Gaussian function, which is widely used as the wavelet function in wavelet analysis.

of the spectra and that of the mean profile. We were able to isolate this artifact by performing a boxcar smooth on the residuals in order to model all the features that have a characteristic scale larger or equal to  $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ . We then subtracted the smoothed function from the residuals before calculating the wavelet transform. The resulting wavelet spectra are shown in Figures 2.11–2.14 of the online version of the Journal (see Appendix).

We present in Figure 2.8 the mean WPS  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  for the spectral time series of each star of our sample for the C III  $\lambda 5696$  line. Even though the analysis from both

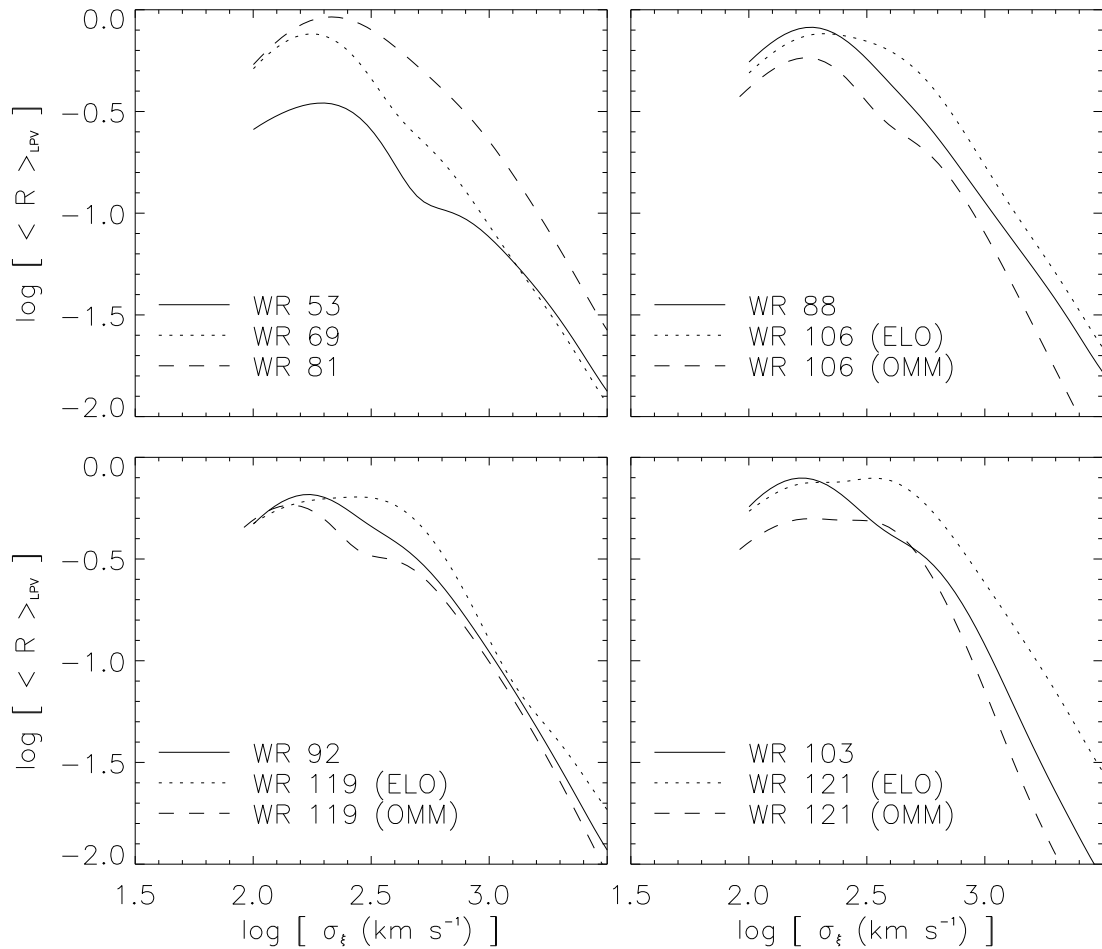


Figure 2.8 – Mean wavelet power spectrum  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  for the spectral time series in our data set.

the ELO and OMM observing runs yielded much more similar results than for the TVS,

we decided to process each data set separately for WR 106, WR 119 and WR 121. The only star that is common to both LM's sample and ours is WR 103. If we compare the mean wavelet power spectrum  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  that we obtained for WR 103 (see bottom right pannel of Figure 2.8) to that of LM (see their Figure 4), we find a remarkable similarity, except for one aspect. Indeed, they do not cover the same range of  $\sigma_\xi$  than us, which is perfectly normal given our different spectral resolutions. With our lower resolution, we cannot resolve features that have a characteristic scale smaller than  $\sigma_\xi \sim 100 \text{ km s}^{-1}$  whereas LM's resolution,  $\Delta\lambda = 0.2 \text{ \AA}$  (2 pixels), enables them to resolve structures down to a scale of  $\sim 6 \text{ km s}^{-1}$ . Both studies find a maximum around  $\sigma_\xi \sim 10^{2.1-2.2}$  with a kink around  $\sigma_\xi \sim 10^{2.7}$  and a slight increase towards larger structures. It is important to note that all the stars of LM's sample except WR 134 also have features with a similar or lower mean velocity dispersion of  $\overline{\sigma_\xi} \sim 100 - 125 \text{ km s}^{-1}$ . Ours is perhaps slightly higher at around  $175 - 200 \text{ km s}^{-1}$ . Their model of radially propagating, discrete wind emission elements reproduces the observed mean WPS associated with line-profile variation patterns of a clumped wind. One thing that might explain this difference is the lower resolution of our data. Our lower resolution does not only prevent us from resolving features having a characteristic scale smaller than  $\sigma_\xi \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ , it also potentially makes such features appear larger, which could lead to an over-detection of features for  $\sigma_\xi > 100 \text{ km s}^{-1}$ . We attempted to quantify this effect by simulating line profiles with randomly distributed subpeaks of excess emission. The profiles were generated with a resolution of  $\Delta\lambda = 0.1 \text{ \AA}$  (1 pixel) and then degraded to a resolution of  $\Delta\lambda = 0.97 \text{ \AA}$  (1 pixel). These values do not exactly correspond to those of the datasets, but the goal of this procedure was to measure the effect of spectral resolution on the WPS, not to replicate the actual data. The residuals and mean WPS were calculated with the same procedure (smoothing process included) as described at the beginning of this section. The resulting wavelet spectra for both resolutions were similar although there was slightly more features around  $\sigma \sim 125 \text{ km s}^{-1}$  for the  $0.97 \text{ \AA/pix}$  wavelet spectrum. Also, we could of course detect features at the smallest scales ( $\sigma \sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ) for the  $0.1 \text{ \AA/pix}$  spectra, which was obviously not possible with the  $0.97 \text{ \AA/pix}$  spectra since those with a characteristic scale lower than  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  cannot be resolved. Moreover,

the maximum value of  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  for the  $0.97 \text{ \AA}/\text{pix}$  spectra is at  $\sigma_\xi \sim 100 \text{ km s}^{-1}$  and decreases with increasing values of  $\sigma_\xi$ , hence not showing a clear global maxima. On the other hand,  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  did show a clear maximum at  $\sigma_\xi \sim 80 \text{ km s}^{-1}$  for the  $0.1 \text{ \AA}/\text{pix}$  spectra. It is therefore possible that by degrading the resolution, the maximum value of  $\langle \tilde{R}(\sigma_\xi) \rangle_{\text{LPV}}$  slightly moved towards larger  $\sigma_\xi$  even though we could not measure it on the low-resolution spectra because we were not able to detect the decrease at smaller scales (at least with our simulated profiles). We therefore cannot precisely quantify to what extent the spectral resolution affects the measurement of  $\overline{\sigma_\xi}$  but we believe it is plausible that it produces a very slight increase of the maximum as observed with our data.

If spectral resolution does not explain the different  $\overline{\sigma_\xi}$ -values between LM's observations of WR 103 and ours, temporal resolution and coverage might provide an answer. LM's observations consisted of roughly one spectrum every hour over an interval of  $\sim 8$  hours for three or four consecutive nights. As mentioned before, our ELO data consists of one spectrum every one or sometimes two days over a one month period. While LM's spectral and temporal resolutions make their time series ideal to study line-profile variation on short timescales, it is possible that variations on a timescale of days to weeks are missed. Let's suppose that there is a rather large-scale subpeak that moves slowly on top of an emission line. If we obtain many spectra very closely spaced in time, the subpeak would roughly be at the same place and visible on all of them. Therefore, the structure *will not be averaged out of the mean spectrum, which means that it will not appear in the residuals*. On the other hand, if our spectra were taken over a longer period of time, the mean spectrum would not contain any trace of the large-scale subpeak but the residuals will. With a short 2.25 day period, it is not surprising that WR 134's large-scale pattern was revealed in LM's observations. Having a much longer period, WR 1 could very well show only small scale features if observed with a time coverage similar to LM's.

SLC2 also presented a wavelet analysis of the significantly variable stars of their sample. They obtain  $\overline{\sigma_\xi} \sim 100 - 200 \text{ km s}^{-1}$  for the SSV stars and  $\overline{\sigma_\xi} \sim 300 - 500 \text{ km s}^{-1}$  for the non-WC9 LSV stars. Their sample of WC9 stars (all classified as LSV except WR 103) yielded slightly lower  $\overline{\sigma_\xi}$ -values, around  $\sim 150 - 300 \text{ km s}^{-1}$ . In Figure

2.9, we present an updated version of SLC2’s Figure 23, where the  $\overline{\sigma}_{\xi}$ -values are plotted as a function of  $\langle\sigma(\%) \rangle$  (the mean value of their  $\sigma$ -spectrum) and where we added the results of our study of WC9 stars (plotted in red). We excluded the OMM data from the

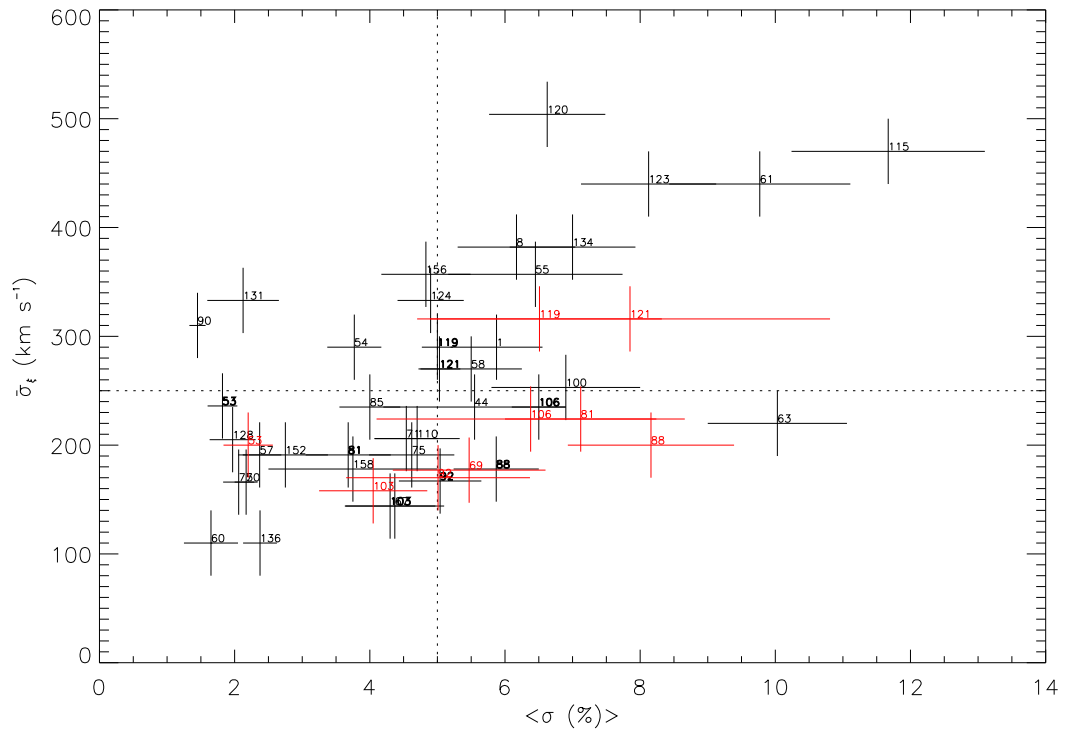


Figure 2.9 – Maximum of the mean WPS,  $\overline{\sigma}_{\xi}$  of all the significantly variable stars of SLC2 (plotted in black) and our sample of WC9 stars (plotted in red) as a function of  $\langle\sigma(\%) \rangle$ , the mean value of their  $\sigma$ -spectrum. For each star, marked in the plot by its WR number, a  $1\sigma$  error bar is plotted along both axis. For better comparison, we highlighted in bold the WC9 stars of SLC2. The vertical dotted line marks the limit of  $\sigma = 5\%$  that separates SSV from LSV stars, as adopted by SLC. The horizontal one marks  $\overline{\sigma}_{\xi} = 250 \text{ km s}^{-1}$ .

plot since the  $\sigma$ -values are probably not as accurate as those of the ELO run due to a shorter time span (see Section 2.3.1). As the figure suggests, our results are similar to those of SLC2 for the majority of our stars except for WR 81 and WR 88 where we obtained higher  $\sigma$ -values. Also, if we compare our values for the most variable stars (WR 81, WR 88, WR 106, WR 119, and WR 121) to those of SLC2, we see that a higher  $\sigma$ -value is generally associated with a higher  $\overline{\sigma}_{\xi}$ -value. This agrees with the general

trend of the plot and suggests a possible link between  $\sigma$  and  $\overline{\sigma_{\xi}}$ . As we move towards the SSV stars, the scatter between the results of both studies becomes less important. This confirms SLC2's statement that the type of variability could be obtained with only one of the quantities, the  $\sigma$ -spectrum being favored over the mean WPS.

As discussed in Section 2.3.1, WR 53 (WC8d) has a lower level of variability with  $\sigma=2.20\%$ . This is associated with the quasi-absence of variability in the line wings and could indicate a different nature of the variability. Interestingly, the structures in its residuals show a mean velocity dispersion with  $\overline{\sigma_{\xi}} \approx 200 \text{ km s}^{-1}$ , which is roughly what we obtain for WC9 stars but much larger than what LM obtained for small amplitude changes that are generally associated with clumps in the wind. This also confirms that it is safer to rely on the  $\sigma$ -spectrum to distinguish between the different types of variability of WR stars. How WR 53 produces IR emission attributable to carbon-based dust grains despite its low level of variability remains particularly intriguing.

### 2.3.3 Line-Profile Analysis

The  $\sigma$ -spectrum and the mean WPS that we calculated for the C III  $\lambda 5696$  line of the stars of our sample enable us to characterize their variability in a qualitative manner. In order to get a more quantitative view of the variability and to detect signs of periodicity that could be related to large-scale wind structures like CIRs or to a hidden companion, we have computed the Equivalent Widths (EW), the Radial Velocities (RV), the kurtosis and the skewness of the C III  $\lambda 5696$  line for every spectrum of all stars in our sample. We present the mean values and the standard deviations for each star in Table 2.III and the complete results in table 2.IV of the Appendix. We considered the limits of the line to be the points where we could trace a tangent line that is oriented  $45^\circ$  from the horizontal. Of course, this gave slightly different limits for each star but it roughly corresponds to the wavelength interval  $\Delta\lambda \sim 5675 - 5718 \text{ \AA}$  for the WC9 stars.

The EWs were obtained by integrating the function  $(1 - S_{\lambda})$  where  $S_{\lambda}$  is the rectified flux in the wavelength interval described above. As for the  $\sigma$ -spectrum, not all the stars show the same amplitudes of variation. For example, the stars with the highest  $\sigma$ -value, WR 81, WR 88, WR 106, and WR 121 show EW variations of 8–12%. This is

Tableau 2.III – Average Moments and Standard Deviations

Star	Equivalent Widths (Å)		Skewness		Kurtosis		Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )	
WR 53	-424.3	(6.8)	0.024	(0.010)	2.306	(0.010)	0.01	(8.62)
WR 69	-195.1	(4.9)	0.006	(0.032)	2.693	(0.035)	-0.03	(15.20)
WR 81	-244.7	(15.8)	0.024	(0.041)	2.607	(0.048)	-0.04	(13.80)
WR 88	-146.1	(6.6)	-0.041	(0.043)	2.796	(0.061)	-0.02	(20.26)
WR 92	-202.5	(6.6)	0.014	(0.035)	2.677	(0.039)	-0.02	(14.97)
WR 103	-264.5	(5.7)	0.002	(0.022)	2.541	(0.032)	0.02	(18.67)
WR 106 (ELO)	-225.9	(12.4)	0.018	(0.051)	2.658	(0.033)	0.00	(27.51)
WR 106 (OMM)	-224.8	(5.0)	0.019	(0.016)	2.603	(0.035)	0.01	(12.59)
WR 119 (ELO)	-205.9	(7.7)	0.005	(0.048)	2.706	(0.043)	0.01	(27.09)
WR 119 (OMM)	-201.2	(7.2)	-0.017	(0.037)	2.672	(0.029)	-0.01	(20.42)
WR 121 (ELO)	-211.0	(15.6)	-0.046	(0.058)	2.687	(0.052)	0.01	(38.47)
WR 121 (OMM)	-206.5	(2.8)	0.001	(0.045)	2.674	(0.035)	0.04	(22.14)

considerably higher than the 3% and 4% variations found for WR 53 and WR 103 respectively. Our level of EW variations found for WR 103 is in agreement with those found by Veen et al. (1999). Chené & St-Louis (2010) and Niedzielski (2000) showed that the He II  $\lambda 5411$  line of WR 1 has EW variations that are epoch dependent. Variations of 15% were observed over a period as little as 5 days (Niedzielski, 2000) and variations of only 5% could be observed for a period as long as  $\sim 20$  days (Chené & St-Louis, 2010). It is not trivial to relate the EW variations to the presence of CIRs. Chené & St-Louis (2010), for example, did not detect the 16.9 day period in the EW curves but their gray-scale plot shows the typical S-type pattern characteristic of CIR-type variability even though that dataset doesn't show the largest EW variations. It is therefore very possible that more than one physical process is responsible for the observed EW variations.

Next, we computed the skewness and kurtosis from the central moments. The  $n$ th central moment is defined as :

$$\mu_n = \frac{\sum_j (\lambda_j - \bar{\lambda})^n S_j}{\sum_j S_j} \quad (2.6)$$

with

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_j \lambda_j S_j}{\sum_j S_j} \quad (2.7)$$

where  $S_j$  is the line intensity at wavelength  $\lambda_j$ . The skewness measures the line asymmetry and is given by  $\mu_3/\mu_2^{3/2}$  while the kurtosis measures the line peakedness and is given by  $\mu_4/\mu_2^2$ . The amplitude of the variations differs slightly from one WC9 star to another, but they are roughly equal to 0.05 and 0.07 for the skewness and the kurtosis respectively. WR 53 showed variations at a level of 0.02 for the skewness and essentially no variations for the kurtosis.

Finally, we used two different methods to calculate the RVs (bisector and cross-correlation) which yielded identical results. The RV curves of the WC9 stars show variations with an amplitude of  $\sim 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$  whereas WR 53 reveals smaller variations of  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ . In general, the variations do not look organized but an important result is that a Spearman test reveals a strong anti-correlation with the skewness for all stars except for WR 53.

It is important to understand to what extent the above-mentioned quantities affect each other in order to get a good idea of what are the physical processes responsible for the variations. To do so, we used simulated gaussian line profiles to measure with more accuracy the effect of these two quantities on one another. The results show that for profiles without any excess emission, RV variations of  $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$  are required to induce skewness variations smaller or equal to 0.003. Since the amplitude of the skewness variations for our sample are roughly 10 times greater, it is highly likely that these variations are indeed due to genuine line profile asymmetries. On the other hand, if we generate profiles with subpeaks of excess emission around the line center, we measure skewness variations of 0.03 and RVs of  $\sim 8 \text{ km s}^{-1}$ . However, the C III  $\lambda 5696$  line profiles of our sample of WC9 stars do not only show shape variations near line center but also present changes at line edges ("line breathing" mentioned previously). These variations are impossible to simulate without a real physical model but could explain why we detect RVs of  $\sim 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$  that are still correlated with the skewness. Thus, we believe that the



measured RVs are induced by changes in line-profile shapes rather than real shifts of the line that would indicate the presence of a companion. Fahed & Moffat (2012) conducted a similar spectroscopic campaign at the ELO with the same telescope and instrument settings. They obtain for WR 12, WR 21, WR 30, WR 31, and WR 47 (all known WR binaries), RV variations of  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$  that follow a perfect sine curve. If our sample of WC9 stars showed similar variations, we would undoubtedly have detected them.

The line edge variations mentioned above do not only induce artificial RVs because if they do not occur symmetrically on both sides of the line, they will also affect the skewness just as a subpeak of excess emission does. We have plotted in Figure 2.10 a montage of the C III  $\lambda 5696$  line profiles of WR 69 for the entire ELO campaign. At the bottom of each profile, we indicate the Julian Date on the left and the measured skewness on the right (see Table 2.IV for the individual errors on the skewness). If we examine the first profile (HJD = 3426.58), we see that it looks fairly symmetrical and might conclude that this is reflected in the value of the skewness which is -0.001, i.e very close to 0. However, the third profile (HJD = 3430.49) also looks symmetrical but has a much higher skewness value (+0.052). The lower intensity of the blue edge of the first line profile compared to the mean is probably responsible for the lower skewness value because otherwise, they are almost identical. We must also keep in mind that an emission line as strong as C III  $\lambda 5696$  is very different from a symmetrical gaussian profile due the possible proximity of much weaker emission lines that could affect the line far from its center, near the  $\lambda \lambda \sim 5675 \text{ \AA}$  and  $\sim 5718 \text{ \AA}$  limits that we have adopted. Therefore, we cannot assume that a symmetrical looking profile that doesn't display any excess emission near the line center should necessarily have a skewness value of 0. Also, as the sixth (HJD = 3433.54) and seventh (HJD = 3434.51) profiles suggest, the presence of a subpeak at the same position on both profiles (at the red edge of the line center) can lead to opposite skewness values (+0.013 and -0.016). A closer inspection of the profiles reveals that the line intensity in both wings, as well as the intensity of the subpeak itself, varies from one profile to the other. It is impossible to characterize in detail how the skewness is affected by both the subpeaks of excess emission *and* the variations of the line wings without a more sophisticated model. One should therefore be careful when

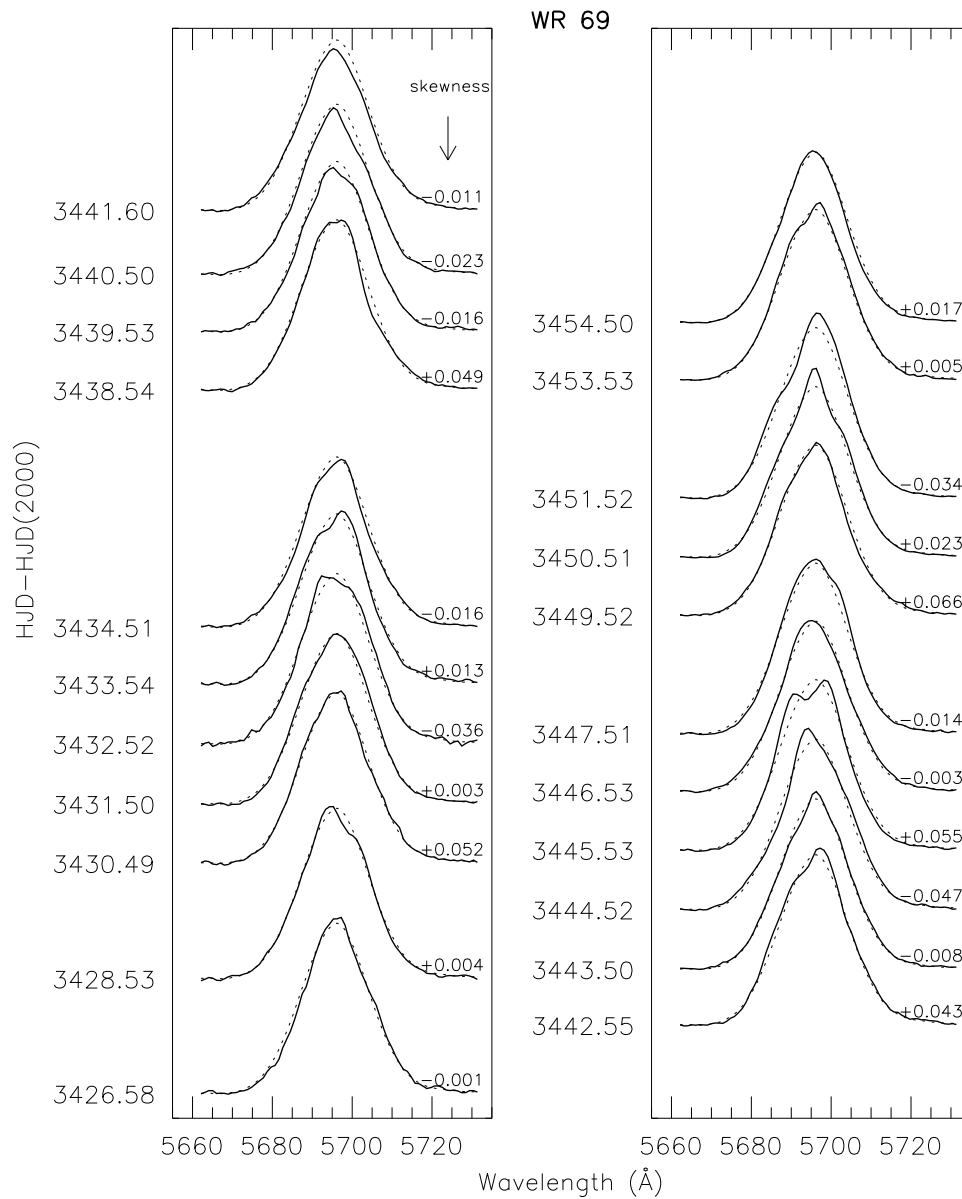


Figure 2.10 – Series of C III  $\lambda 5696$  line profiles for WR 69 with the measured skewness value indicated at the bottom right of each profile. See Table 2.IV for the individual errors on the skewness. The mean profile for the whole series is overplotted (dotted line) under each profile for better comparison.

analyzing line profile variability with a global quantity such as the skewness.

We conclude this section by mentioning that no significant periodic signal could be

found in any stars of our sample except perhaps for WR 103, which we will discuss in a forthcoming paper. However one should note that our limited number of spectra ( $\sim 20$ ) with the time sampling that we have only allows us to detect periods on a timescale of days to weeks.

## 2.4 Discussion and Conclusion

The results of our spectroscopic monitoring campaign of eight WC9 stars and one WC8d can be summarized as follows. The calculation of the TVS and the  $\sigma$ -spectrum for WR 69 has revealed that all the significantly variable spectral lines vary at the same level. Since the lines are formed at different distances in the wind, this suggests that a global effect is responsible for the variations. WR 69 also shows that the absorption component of P Cygni profiles have a higher value of  $\Sigma(99\%)$  than their corresponding emission counterpart. This phenomenon was also observed by SLC who suggested that since the absorption part of the profile comes from a much more physically restricted volume of the wind, it suffers less from cancelling effects due to large-scale changes in its density or ionization.

The mean value of the  $\sigma$ -spectrum for the C III  $\lambda 5696$  line shows that all WC9 stars except one, WR 103, display LSV ( $\sigma > 5\%$ ). WR 103 was already known to be somewhat peculiar as it shows a higher level of photometric variability than other WC9 stars (Fahed et al., 2009) despite its lower spectroscopic variability. van Genderen et al. (2013) have presented multi-color photometric observations of WR 103 over a period of eleven years that revealed no sign of periodicity in all time intervals under consideration. They attribute the stochastic variations to multimode stellar pulsations and suggest that WR 103 could be related to WN8 stars in that respect. Indeed, WN8 stars are known to show continuum variations that could be associated with pulsations of the stellar core. Marchenko et al. (1998) proposed that such pulsations could appear stochastic after propagating through many layers of the wind.

WR 53 (WC8d) shows the lowest level of variability ( $\sigma=2.20\%$ ) of all stars in our sample as well as a different  $\sigma$  profile shape indicating a lower level of variability in

the line wings compared to WC9 stars. As mentioned by SLC2, WR 53 demonstrates that LSV is not necessarily a common feature of all dust producers as it is for WC9 stars (with the exception of WR 103 who is formally in the SSV category). Because of the seemingly different nature of the variability for WR 53 with respect to the WC9 stars, it is plausible that a different mechanism is responsible for the formation of dust for that star. It would be interesting to observe other presumably single WC7-8d stars to determine if they also show SSV and, if so, how these variations are related to the formation of dust.

For WR 106 and WR 121, we obtained smaller  $\sigma$ -values for the OMM data than for the ELO data. On the other hand, we did not notice significant changes for WR 119. This seems to indicate that WR 106 and WR 121 exhibit variations on a greater timescale than the time coverage of our OMM run (14 days). We also tested the impact of the number of spectra in a dataset on the  $\sigma$ -spectrum by calculating it with series of 5, 10, and 15 randomly chosen spectra for each star of our sample. We conclude that 5 spectra well sampled in time is enough to obtain the level of variability with an error of at most 1% but that more spectra are required to get a more complete view of the variability.

We also used wavelet analysis to obtain the mean line-of-sight velocity dispersion of line-profile variability subpeaks. We find that our mean WPS for WR 103 is very similar to that of LM but, like SLC2, we obtain a slightly higher  $\overline{\sigma_\xi}$ -value. We cannot completely rule out our lower spectral resolution to explain the difference between LM's  $\overline{\sigma_\xi}$ -value and ours, but find that temporal resolution and coverage can provide a better explanation. Much like SLC2, we obtain  $\overline{\sigma_\xi} \sim 150 - 300 \text{ km s}^{-1}$  for our sample of WC9 stars, which is higher than what SLC2 obtained for the SSV stars of their sample, but lower than the LSV WN stars that they identified as the best CIR candidates. We also find that, in general,  $\sigma$  and  $\overline{\sigma_\xi}$  seem to vary in concert. This supports SLC2's conclusion that the  $\sigma$ -spectrum is an easier and more robust way to characterize the variability of WR stars. Interestingly, despite its lower level of variability, we obtain the same  $\overline{\sigma_\xi}$ -value for WR 53 than for our sample of WC9 stars. This remains unexplained ; we suggest that more observations of WC7-8d stars could provide more insight into this question.

We have calculated the EWs, RVs, skewness and kurtosis of all the C III  $\lambda 5696$  line

profiles for every star in our sample. Not surprisingly, the amplitude of the EW variations can roughly be correlated with that of the  $\sigma$ -spectrum. A Spearman test revealed that the  $\sim 30\text{--}40 \text{ km s}^{-1}$  RV variations are anti-correlated with the skewness. We used simulated gaussian line profiles to verify that it is in fact the variations in the profile shape that induce artificial values of RV. However, we cannot completely rule out the binary scenario simply because we found a correlation between the skewness and the RVs. The latter could be of small amplitude and remain undetected without a set of high-resolution spectra, especially if the orbital period is several months long like that of WR 104 (Tuthill et al., 1999). Nevertheless, as mentioned by Williams & van der Hucht (2000), the low number of confirmed WC9 binaries so far does strain the hypothesis that all dust-making WR stars are CWBs.

On the other hand, it is not only possible, but highly probable that many WR stars show spectral variations of different origins on different timescales. LM's work has shown that the highly clumped winds of WR stars must have thousands of inhomogeneities with a broad range of velocity dispersions in order to reproduce the observed LPV patterns. It is likely that all massive stars have such inhomogeneities in their wind (Lépine & Moffat, 2008). Besides variations associated with clumps, at least three WR stars also show periodic variations associated with large-scale wind structures, most-likely CIRs. Such large-scale structures have also been detected in many O stars (Howarth & Prinja, 1989) and Be Stars (Grady et al., 1987) through the observed Discrete Absorption Components (DACs) that appear in the absorption component of UV P Cygni profiles. DACs were found to become narrower as they move towards the blue wing of the profile with timescales that are correlated with the projected rotational velocity of the star,  $V_{eq} \sin i$  (Henrichs et al., 1988, Prinja, 1988). Cranmer & Owocki (1996) have shown with hydrodynamical simulations that CIRs can indeed be formed in the wind of massive stars and that DACs should be observed as a consequence. Since WR winds are denser than those of O stars, the absorption component of UV P Cygni profiles is saturated and therefore cannot display DACs. To find CIRs in WR stars, we must therefore rely only on LPV patterns in the emission lines, something which requires a higher quality set of observations and hasn't been done for many stars. It is thus possible that a high

proportion of WR stars have CIRs but that we haven't been able to detect them yet. To be more specific, we cannot exclude the possibility that WC9 stars could harbour CIRs. Due to the lower terminal velocity of WC9 stars, they could very well be of smaller width than those we already know in WNE stars. This would of course induce periodically moving subpeaks on top of line profiles that appear smaller in absolute terms but not with respect to the line width.

The next step to determine if there is a dominating mechanism responsible for the formation of dust in presumably single WC9 stars is to monitor closely a few selected targets in photometry and higher resolution spectroscopy. As previous experience suggests, it is easier to detect signs of periodicity with photometric data than spectroscopic data but the latter remains essential to constrain the origin of the periodicity. WR 106, WR 119, and WR 121 are probably the best candidates since they show a very high level of variability in the  $\sigma$ -spectrum and high mean velocity dispersion in the residuals. Also, we have shown that the spectral variations of WR 106 and WR 121 only occur to their full extent if monitored over at least  $\sim 20$  days. This does not prove that we can detect a stable periodic signal from these two stars, but the time dependence of the spectral variations is encouraging. Even if they exhibit lower spectroscopic variability, WR 103 and WR 53 are also interesting objects due to their lower amplitude of variability and, respectively, their high photometric variability and spectral type. There is still much work to be done before we fully understand the mechanisms responsible for the formation of dust in single WC9 stars.

### **Acknowledgments**

SD would like to thank Étienne Artigau for his help with the wavelet analysis. NSL is grateful for financial assistance from NSERC (Canada). ANC gratefully acknowledges support from the Chilean Centro de Astrofísica FONDAF No. 15010003 and the BASAL Chilean Centro de Excelencia en Astrofísica y Tecnologías Afines (CATA) PFB-06. ANC also received support from the Comité Mixto ESO-Gobierno de Chile and GEMINI-CONICYT No. 32110005.

## Appendix A

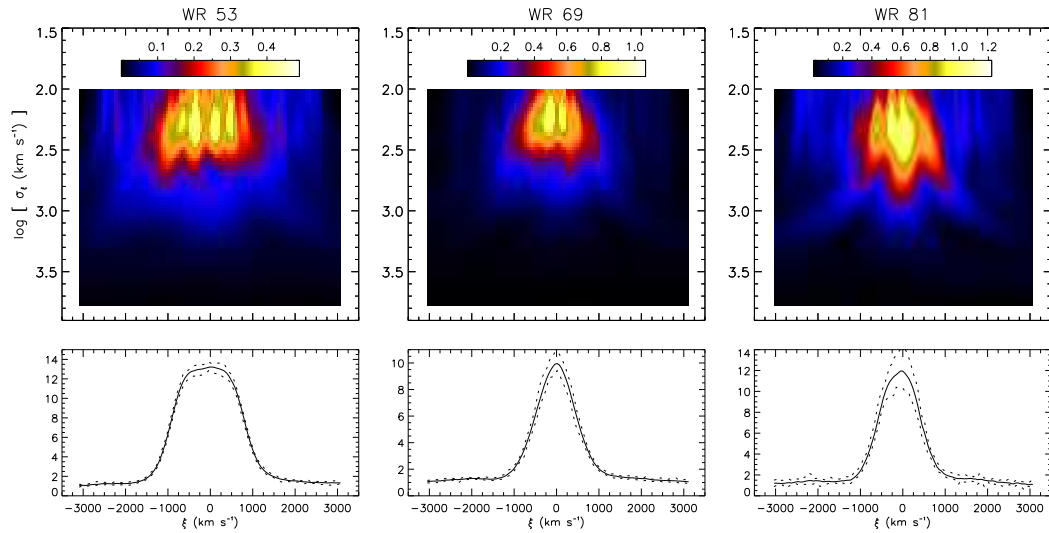


Figure 2.11 – Mean wavelet spectrum and line profile for WR 53, WR 69, and WR 81. Top : Mean wavelet spectrum from each time series. These color displays indicate the amplitude of variable features as a function of their location ( $\xi$ ) and their scale ( $\sigma_\xi$ ). Bottom : Minimum, mean and maximum measured intensity of the C III  $\lambda 5696$  line for the whole observing run.

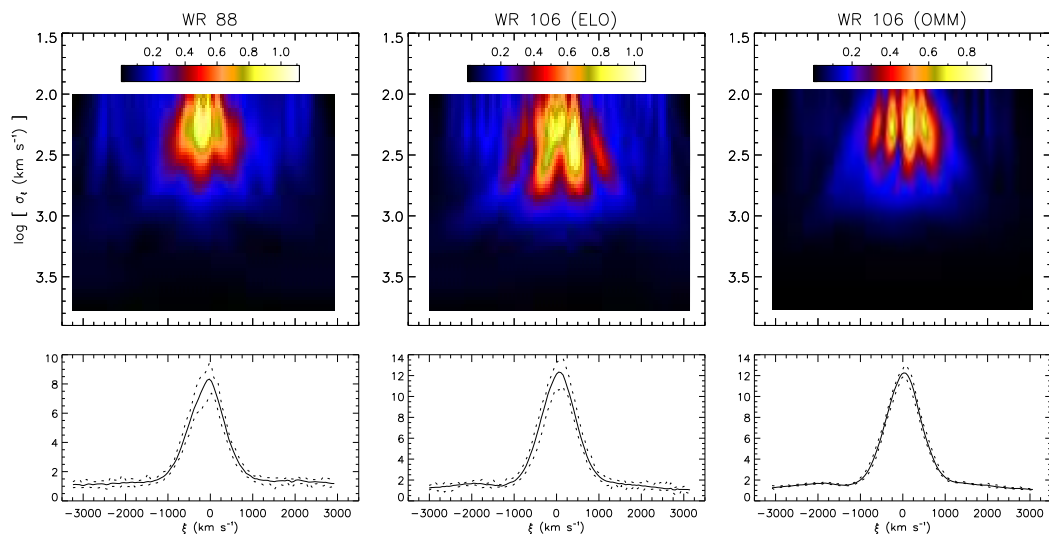


Figure 2.12 – Same as figure 2.11 but for WR 81 and WR 106.

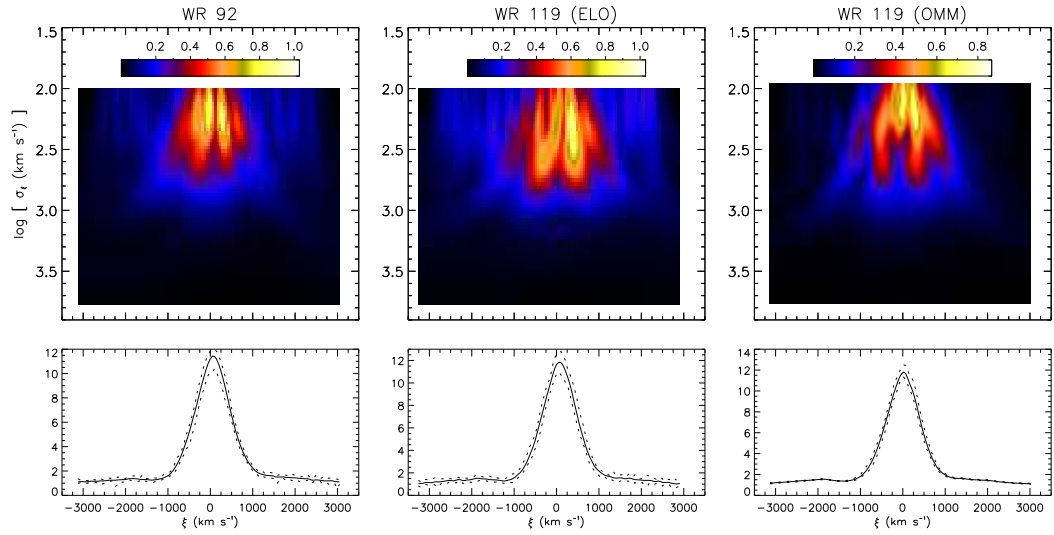


Figure 2.13 – Same as figure 2.11 but for WR 92 and WR 119.

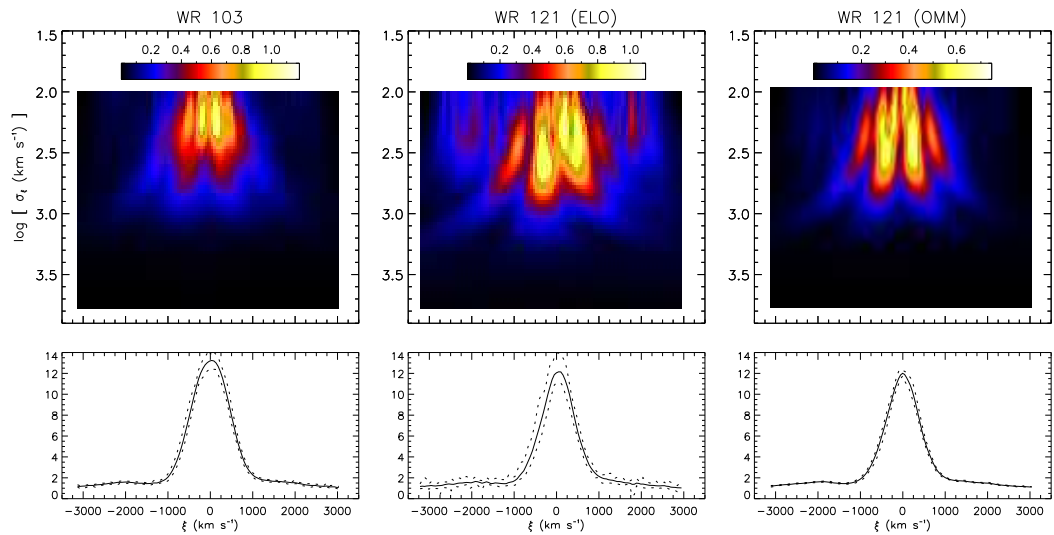


Figure 2.14 – Same as figure 2.11 but for WR 103 and WR 121.



Tableau 2.IV: Moments

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
WR 53	3426.54	-424.3 ± 6.3	0.024 ± 0.007	2.299 ± 0.012	9.9 ± 2.0
	3430.47	-432.4 ± 12.8	0.051 ± 0.016	2.308 ± 0.028	-2.5 ± 4.1
	3431.48	-418.5 ± 10.1	0.034 ± 0.013	2.310 ± 0.022	-17.9 ± 3.0
	3432.50	-421.7 ± 5.3	0.015 ± 0.005	2.310 ± 0.009	12.7 ± 2.1
	3433.48	-423.9 ± 8.7	0.035 ± 0.011	2.299 ± 0.018	1.5 ± 3.0
	3434.48	-427.1 ± 6.9	0.016 ± 0.008	2.301 ± 0.013	1.6 ± 2.1
	3436.48	-429.2 ± 5.2	0.023 ± 0.005	2.301 ± 0.008	-1.7 ± 2.0
	3438.52	-428.2 ± 5.0	0.014 ± 0.004	2.320 ± 0.008	14.0 ± 2.2
	3439.50	-425.4 ± 7.3	0.031 ± 0.008	2.309 ± 0.015	11.8 ± 2.2
	3440.48	-421.2 ± 6.7	0.013 ± 0.007	2.309 ± 0.013	1.3 ± 2.2
	3441.56	-427.1 ± 13.2	0.036 ± 0.017	2.311 ± 0.030	-17.6 ± 4.7
	3442.51	-417.4 ± 5.6	0.037 ± 0.006	2.323 ± 0.010	-5.2 ± 2.3
	3443.48	-410.0 ± 7.7	0.023 ± 0.009	2.323 ± 0.017	-4.3 ± 3.3
	3444.49	-411.9 ± 7.6	0.023 ± 0.009	2.302 ± 0.016	-12.3 ± 2.9
	3445.51	-413.9 ± 6.6	0.019 ± 0.008	2.313 ± 0.013	8.4 ± 3.1
	3446.50	-424.4 ± 6.1	0.021 ± 0.006	2.297 ± 0.011	-0.9 ± 2.2
	3447.49	-435.0 ± 13.5	0.016 ± 0.017	2.293 ± 0.029	-0.9 ± 2.7
	3449.49	-425.1 ± 10.0	0.021 ± 0.012	2.308 ± 0.022	1.7 ± 3.5
	3450.49	-434.6 ± 6.7	0.014 ± 0.007	2.302 ± 0.013	4.5 ± 2.5
	3451.48	-431.1 ± 6.9	0.034 ± 0.008	2.307 ± 0.013	-4.0 ± 2.0
3453.51	-426.1 ± 6.1	0.020 ± 0.006	2.297 ± 0.011	2.5 ± 1.8	
3454.48	-425.3 ± 8.3	0.018 ± 0.010	2.282 ± 0.017	-2.4 ± 2.9	
WR 69	3426.57	-186.2 ± 2.6	-0.023 ± 0.008	2.677 ± 0.017	8.3 ± 2.9
	3428.53	-185.8 ± 2.8	-0.011 ± 0.009	2.667 ± 0.018	-10.1 ± 2.3
	3430.49	-201.0 ± 4.6	0.043 ± 0.015	2.663 ± 0.032	-12.0 ± 2.3
	3431.50	-196.6 ± 3.2	-0.008 ± 0.010	2.662 ± 0.020	5.0 ± 1.7
	3432.52	-199.1 ± 2.5	-0.047 ± 0.007	2.691 ± 0.015	32.7 ± 2.4
	3433.54	-196.0 ± 2.1	0.055 ± 0.005	2.740 ± 0.011	-22.0 ± 1.8
	3434.51	-198.1 ± 3.0	-0.003 ± 0.009	2.667 ± 0.019	1.4 ± 1.8
	3438.54	-199.0 ± 2.1	-0.014 ± 0.005	2.709 ± 0.011	9.1 ± 1.6
3439.53	-193.7 ± 2.3	0.066 ± 0.006	2.725 ± 0.014	-23.3 ± 2.4	

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	3440.50	-202.3 ± 2.4	-0.034 ± 0.006	2.656 ± 0.013	-2.1 ± 3.1
	3441.60	-190.7 ± 1.8	0.017 ± 0.004	2.740 ± 0.008	-13.3 ± 1.8
	3442.55	-193.0 ± 4.2	0.004 ± 0.014	2.695 ± 0.030	0.1 ± 2.2
	3443.50	-195.1 ± 4.3	0.052 ± 0.014	2.680 ± 0.030	-3.5 ± 3.2
	3444.52	-198.0 ± 2.3	0.003 ± 0.006	2.632 ± 0.013	3.2 ± 1.9
	3445.53	-198.7 ± 4.1	-0.036 ± 0.013	2.700 ± 0.029	20.3 ± 3.1
	3446.53	-188.7 ± 2.6	-0.016 ± 0.008	2.738 ± 0.017	3.1 ± 2.1
	3447.51	-190.6 ± 3.1	0.049 ± 0.010	2.763 ± 0.022	-17.3 ± 2.5
	3449.52	-190.3 ± 3.1	-0.016 ± 0.010	2.676 ± 0.021	11.6 ± 2.4
	3450.51	-200.3 ± 1.9	0.023 ± 0.003	2.646 ± 0.007	-2.7 ± 1.8
	3451.52	-200.9 ± 4.0	0.005 ± 0.013	2.677 ± 0.027	2.0 ± 1.6
	3453.53	-192.0 ± 3.5	-0.001 ± 0.012	2.731 ± 0.026	29.1 ± 3.0
	3454.50	-196.3 ± 4.3	0.013 ± 0.014	2.704 ± 0.031	-20.2 ± 1.9
WR 81	3427.59	-242.3 ± 18.4	-0.016 ± 0.053	2.645 ± 0.110	0.3 ± 7.1
	3428.57	-250.2 ± 7.2	-0.034 ± 0.019	2.550 ± 0.038	8.9 ± 3.4
	3430.54	-251.2 ± 10.2	0.027 ± 0.028	2.606 ± 0.057	-3.0 ± 6.5
	3431.54	-261.9 ± 10.1	0.009 ± 0.027	2.636 ± 0.055	13.4 ± 5.2
	3434.54	-230.4 ± 9.0	0.007 ± 0.027	2.615 ± 0.056	17.6 ± 2.8
	3438.56	-249.7 ± 8.0	0.019 ± 0.021	2.585 ± 0.044	-0.9 ± 3.2
	3439.55	-237.6 ± 7.9	0.008 ± 0.023	2.642 ± 0.048	-4.8 ± 2.2
	3440.52	-218.5 ± 7.1	0.056 ± 0.022	2.574 ± 0.044	-13.5 ± 7.7
	3441.82	-228.6 ± 11.2	0.065 ± 0.033	2.599 ± 0.069	-10.2 ± 3.4
	3442.59	-226.5 ± 7.5	0.009 ± 0.022	2.599 ± 0.046	7.0 ± 2.6
	3443.55	-236.9 ± 3.8	0.015 ± 0.010	2.588 ± 0.020	0.1 ± 2.4
	3444.54	-234.8 ± 5.5	0.042 ± 0.015	2.471 ± 0.029	8.4 ± 2.1
	3445.55	-232.8 ± 4.6	0.045 ± 0.013	2.641 ± 0.027	3.1 ± 2.2
	3446.55	-237.5 ± 4.2	0.008 ± 0.011	2.627 ± 0.023	14.1 ± 2.1
	3447.55	-246.8 ± 8.6	0.045 ± 0.023	2.562 ± 0.047	-5.4 ± 3.0
	3449.54	-278.1 ± 9.6	0.001 ± 0.024	2.655 ± 0.050	20.3 ± 8.7
	3450.54	-269.8 ± 11.1	0.077 ± 0.028	2.591 ± 0.057	-25.1 ± 5.4
	3451.54	-265.5 ± 9.6	-0.047 ± 0.025	2.656 ± 0.053	15.2 ± 4.8
	3452.65	-235.5 ± 20.9	0.139 ± 0.063	2.698 ± 0.136	-27.3 ± 3.1

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	3453.58	-259.1 ± 5.1	0.005 ± 0.012	2.595 ± 0.026	-18.8 ± 1.7
WR 88	3428.67	-149.6 ± 9.7	-0.125 ± 0.045	2.738 ± 0.099	6.1 ± 7.2
	3430.62	-145.0 ± 9.4	0.023 ± 0.046	2.768 ± 0.102	-15.9 ± 7.3
	3431.63	-142.3 ± 7.8	-0.061 ± 0.040	2.838 ± 0.090	20.2 ± 6.4
	3432.79	-150.6 ± 7.9	-0.057 ± 0.038	2.821 ± 0.085	-1.7 ± 5.1
	3434.85	-149.9 ± 9.6	-0.014 ± 0.046	2.810 ± 0.106	1.7 ± 3.9
	3439.64	-133.3 ± 4.0	-0.060 ± 0.021	2.859 ± 0.049	7.0 ± 5.1
	3440.66	-145.8 ± 4.3	-0.038 ± 0.021	2.813 ± 0.047	44.7 ± 3.6
	3441.87	-138.2 ± 7.3	-0.051 ± 0.038	2.835 ± 0.086	-15.2 ± 4.4
	3443.61	-136.9 ± 6.6	-0.052 ± 0.034	2.780 ± 0.077	-16.6 ± 5.6
	3444.60	-142.2 ± 5.8	-0.056 ± 0.028	2.753 ± 0.063	1.9 ± 2.9
	3445.61	-144.6 ± 5.4	-0.058 ± 0.026	2.753 ± 0.058	22.1 ± 3.2
	3446.64	-136.4 ± 5.9	-0.008 ± 0.030	2.602 ± 0.061	-3.2 ± 10.0
	3447.60	-150.2 ± 9.8	-0.013 ± 0.047	2.773 ± 0.104	-27.0 ± 5.7
	3449.61	-150.6 ± 6.0	-0.102 ± 0.029	2.883 ± 0.067	9.3 ± 2.9
	3450.59	-156.0 ± 8.9	-0.037 ± 0.042	2.841 ± 0.096	0.6 ± 3.3
	3451.63	-156.8 ± 9.3	0.060 ± 0.044	2.855 ± 0.101	-38.5 ± 5.7
	3452.70	-148.0 ± 3.7	-0.059 ± 0.017	2.797 ± 0.038	7.5 ± 5.0
	3453.68	-145.8 ± 10.9	-0.082 ± 0.054	2.821 ± 0.123	23.3 ± 2.5
	3454.64	-153.6 ± 3.8	0.004 ± 0.017	2.784 ± 0.037	-26.9 ± 7.5
WR 92	3426.77	-203.6 ± 4.1	-0.003 ± 0.014	2.727 ± 0.030	14.6 ± 3.0
	3428.55	-196.9 ± 3.2	0.044 ± 0.011	2.732 ± 0.023	-8.2 ± 2.2
	3430.59	-205.4 ± 5.8	0.003 ± 0.020	2.660 ± 0.041	4.7 ± 3.4
	3431.59	-214.1 ± 2.7	0.021 ± 0.007	2.651 ± 0.014	13.4 ± 1.9
	3432.78	-199.8 ± 2.4	0.064 ± 0.007	2.714 ± 0.014	5.3 ± 2.5
	3434.62	-207.1 ± 3.1	0.027 ± 0.009	2.674 ± 0.019	8.0 ± 2.0
	3438.62	-199.2 ± 4.5	0.047 ± 0.015	2.680 ± 0.033	-0.3 ± 2.4
	3439.58	-190.0 ± 2.7	-0.031 ± 0.009	2.719 ± 0.019	7.8 ± 1.8
	3440.59	-203.9 ± 2.6	-0.023 ± 0.007	2.679 ± 0.015	21.4 ± 1.9
	3441.78	-208.7 ± 3.5	-0.011 ± 0.011	2.629 ± 0.022	-9.3 ± 1.9
	3442.64	-207.3 ± 2.6	-0.012 ± 0.007	2.636 ± 0.014	10.0 ± 2.1
	3443.84	-204.2 ± 12.4	-0.039 ± 0.044	2.689 ± 0.093	13.7 ± 3.8

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	3444.83	-201.3 ± 3.4	0.007 ± 0.011	2.635 ± 0.022	10.1 ± 1.5
	3445.82	-196.9 ± 4.2	0.047 ± 0.014	2.718 ± 0.031	-3.4 ± 2.6
	3446.61	-204.0 ± 4.6	0.027 ± 0.015	2.658 ± 0.032	-18.3 ± 2.1
	3447.81	-185.5 ± 7.4	-0.074 ± 0.029	2.750 ± 0.064	29.2 ± 3.7
	3449.66	-201.4 ± 5.1	0.029 ± 0.017	2.647 ± 0.036	-11.0 ± 3.2
	3450.67	-203.3 ± 4.3	0.034 ± 0.014	2.644 ± 0.029	-28.6 ± 3.7
	3451.60	-207.7 ± 4.4	0.043 ± 0.015	2.717 ± 0.032	-9.9 ± 2.3
	3452.77	-197.4 ± 6.5	0.042 ± 0.023	2.603 ± 0.046	-10.8 ± 7.3
	3453.66	-208.9 ± 5.2	0.053 ± 0.017	2.683 ± 0.036	-16.3 ± 2.8
	3454.61	-209.3 ± 3.6	0.008 ± 0.011	2.652 ± 0.023	-22.7 ± 2.1
WR 103	3426.66	-271.9 ± 4.5	0.030 ± 0.010	2.491 ± 0.019	-41.9 ± 2.4
	3428.63	-264.1 ± 3.7	0.019 ± 0.008	2.538 ± 0.016	-13.2 ± 2.3
	3430.61	-263.1 ± 3.4	-0.003 ± 0.007	2.553 ± 0.014	-15.2 ± 1.8
	3431.62	-253.9 ± 6.2	-0.004 ± 0.016	2.621 ± 0.034	9.8 ± 2.1
	3432.74	-256.6 ± 2.9	-0.010 ± 0.005	2.555 ± 0.010	30.7 ± 1.8
	3434.64	-267.7 ± 3.5	0.001 ± 0.007	2.574 ± 0.014	2.6 ± 1.9
	3438.63	-267.4 ± 2.8	-0.008 ± 0.005	2.553 ± 0.009	10.1 ± 1.5
	3439.60	-261.7 ± 3.3	-0.054 ± 0.007	2.551 ± 0.013	19.0 ± 2.1
	3440.61	-261.0 ± 3.5	0.013 ± 0.007	2.527 ± 0.014	-28.7 ± 2.2
	3441.69	-258.5 ± 3.5	0.035 ± 0.007	2.542 ± 0.015	-5.3 ± 1.8
	3443.88	-271.4 ± 2.9	-0.018 ± 0.005	2.578 ± 0.009	-13.4 ± 1.6
	3444.85	-269.6 ± 4.2	-0.011 ± 0.009	2.531 ± 0.018	34.3 ± 2.6
	3445.84	-261.4 ± 4.6	-0.001 ± 0.011	2.502 ± 0.021	-14.7 ± 3.3
	3446.84	-263.9 ± 4.3	0.013 ± 0.010	2.567 ± 0.020	-1.0 ± 1.3
	3447.84	-269.7 ± 3.7	0.009 ± 0.008	2.542 ± 0.015	10.6 ± 1.6
	3449.68	-273.6 ± 6.8	-0.008 ± 0.016	2.477 ± 0.031	2.5 ± 3.8
	3450.70	-269.7 ± 3.8	0.041 ± 0.008	2.516 ± 0.015	12.4 ± 1.6
	3451.86	-268.2 ± 5.8	-0.007 ± 0.014	2.535 ± 0.027	4.9 ± 1.7
	3453.74	-257.6 ± 5.1	-0.019 ± 0.013	2.537 ± 0.025	9.1 ± 2.9
	3454.86	-259.9 ± 3.0	0.016 ± 0.005	2.524 ± 0.011	-12.1 ± 2.1
WR 106	3428.77	-229.0 ± 6.3	0.063 ± 0.019	2.650 ± 0.039	-15.3 ± 3.9
(ELO)	3430.68	-214.3 ± 5.2	-0.126 ± 0.017	2.673 ± 0.036	86.3 ± 3.8

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	3431.74	-215.3 ± 8.7	-0.005 ± 0.029	2.717 ± 0.063	-1.1 ± 4.8
	3434.69	-213.6 ± 5.2	0.030 ± 0.017	2.659 ± 0.035	-7.0 ± 3.1
	3438.71	-250.8 ± 17.2	-0.025 ± 0.049	2.637 ± 0.101	3.9 ± 6.1
	3439.70	-216.5 ± 6.5	0.018 ± 0.021	2.695 ± 0.044	-17.6 ± 4.0
	3440.74	-233.2 ± 5.0	0.089 ± 0.014	2.702 ± 0.030	-28.1 ± 3.1
	3443.82	-218.1 ± 20.6	0.020 ± 0.068	2.678 ± 0.146	-2.9 ± 6.1
	3444.80	-203.3 ± 11.4	0.033 ± 0.040	2.650 ± 0.083	-5.7 ± 3.4
	3445.78	-226.4 ± 3.8	0.057 ± 0.010	2.641 ± 0.022	-10.1 ± 2.2
	3447.77	-230.7 ± 6.4	-0.010 ± 0.019	2.622 ± 0.040	29.6 ± 2.6
	3449.70	-234.8 ± 4.7	0.004 ± 0.013	2.586 ± 0.027	17.4 ± 3.2
	3450.84	-247.2 ± 11.1	0.057 ± 0.031	2.635 ± 0.065	-27.5 ± 3.2
	3451.71	-228.9 ± 17.2	0.064 ± 0.054	2.685 ± 0.114	-4.9 ± 6.0
	3453.79	-227.0 ± 5.4	0.039 ± 0.016	2.659 ± 0.034	-20.0 ± 2.0
	3454.72	-225.4 ± 9.6	-0.022 ± 0.030	2.646 ± 0.063	3.1 ± 2.9
WR 106	4184.73	-233.1 ± 4.6	0.028 ± 0.012	2.570 ± 0.024	-16.3 ± 2.0
(OMM)	4184.76	-221.9 ± 8.5	0.005 ± 0.025	2.550 ± 0.050	32.2 ± 2.9
	4185.71	-230.1 ± 2.3	0.023 ± 0.004	2.610 ± 0.007	1.1 ± 1.6
	4185.73	-219.8 ± 2.0	-0.003 ± 0.003	2.628 ± 0.006	3.2 ± 1.8
	4185.75	-225.2 ± 2.3	0.033 ± 0.004	2.620 ± 0.008	-6.5 ± 2.3
	4187.72	-221.3 ± 5.5	0.003 ± 0.016	2.624 ± 0.033	9.0 ± 2.6
	4187.74	-220.8 ± 2.5	-0.003 ± 0.005	2.602 ± 0.011	13.1 ± 2.4
	4187.75	-232.2 ± 3.3	0.036 ± 0.008	2.542 ± 0.015	-12.9 ± 2.1
	4188.72	-225.5 ± 5.6	0.046 ± 0.016	2.563 ± 0.031	6.3 ± 3.3
	4188.74	-231.1 ± 2.2	-0.006 ± 0.003	2.640 ± 0.007	2.4 ± 1.3
	4188.75	-220.1 ± 2.0	0.006 ± 0.003	2.630 ± 0.006	1.6 ± 1.7
	4189.72	-227.4 ± 2.1	0.039 ± 0.003	2.614 ± 0.006	-23.4 ± 2.6
	4189.73	-219.8 ± 2.2	0.024 ± 0.004	2.566 ± 0.008	0.4 ± 2.7
	4189.75	-217.6 ± 4.0	0.019 ± 0.011	2.598 ± 0.023	-0.2 ± 2.3
	4190.73	-230.0 ± 2.3	0.004 ± 0.004	2.636 ± 0.008	6.1 ± 1.2
	4196.72	-221.7 ± 2.2	0.022 ± 0.004	2.670 ± 0.008	2.1 ± 2.0
	4196.74	-228.0 ± 2.2	0.027 ± 0.004	2.616 ± 0.007	-16.7 ± 2.4

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	4196.76	-220.1 ± 2.2	0.035 ± 0.004	2.576 ± 0.008	-1.4 ± 2.2
WR 119	3426.84	-195.0 ± 5.0	0.003 ± 0.018	2.710 ± 0.039	20.2 ± 3.6
(ELO)	3428.79	-204.6 ± 5.9	-0.048 ± 0.020	2.615 ± 0.041	34.6 ± 2.9
	3430.73	-195.4 ± 5.9	0.045 ± 0.021	2.717 ± 0.046	-20.4 ± 2.6
	3431.79	-207.9 ± 5.4	0.013 ± 0.019	2.740 ± 0.041	6.4 ± 2.5
	3434.73	-200.3 ± 3.0	-0.021 ± 0.009	2.648 ± 0.020	22.9 ± 1.8
	3438.75	-209.4 ± 9.9	-0.046 ± 0.035	2.720 ± 0.076	-10.9 ± 2.6
	3439.74	-204.6 ± 6.0	-0.048 ± 0.021	2.772 ± 0.047	19.0 ± 2.0
	3440.83	-205.9 ± 6.3	-0.006 ± 0.022	2.677 ± 0.046	14.2 ± 4.1
	3443.70	-210.6 ± 3.2	-0.095 ± 0.009	2.705 ± 0.020	67.8 ± 2.2
	3444.72	-193.3 ± 6.2	0.003 ± 0.023	2.726 ± 0.050	-1.5 ± 2.5
	3445.69	-209.1 ± 6.9	0.075 ± 0.023	2.706 ± 0.050	-30.9 ± 3.5
	3446.70	-218.4 ± 8.0	0.056 ± 0.026	2.689 ± 0.056	-19.2 ± 3.0
	3447.67	-212.3 ± 11.1	0.012 ± 0.038	2.659 ± 0.079	-29.5 ± 4.6
	3449.73	-215.5 ± 12.8	-0.009 ± 0.043	2.679 ± 0.092	-20.3 ± 3.0
	3450.78	-210.4 ± 11.1	0.067 ± 0.039	2.729 ± 0.084	-30.9 ± 3.7
	3451.76	-195.2 ± 8.5	0.073 ± 0.032	2.734 ± 0.070	-17.4 ± 3.5
	3454.75	-212.9 ± 11.7	0.008 ± 0.041	2.781 ± 0.090	-3.9 ± 4.0
WR 119	4184.77	-200.2 ± 2.1	0.046 ± 0.004	2.687 ± 0.009	-24.9 ± 1.5
(OMM)	4184.78	-197.1 ± 2.9	-0.062 ± 0.009	2.676 ± 0.018	28.9 ± 1.9
	4185.76	-193.8 ± 1.9	-0.022 ± 0.004	2.688 ± 0.008	3.9 ± 1.5
	4185.78	-194.9 ± 2.1	0.021 ± 0.005	2.660 ± 0.010	-24.6 ± 2.0
	4185.79	-211.8 ± 2.4	-0.023 ± 0.005	2.636 ± 0.011	6.0 ± 1.4
	4185.80	-198.7 ± 1.9	-0.046 ± 0.004	2.671 ± 0.008	31.2 ± 1.8
	4187.65	-202.1 ± 2.7	0.013 ± 0.007	2.657 ± 0.015	-27.5 ± 1.7
	4187.66	-212.9 ± 2.1	-0.052 ± 0.004	2.660 ± 0.008	-4.0 ± 2.1
	4187.67	-200.9 ± 3.6	0.057 ± 0.011	2.689 ± 0.023	-22.8 ± 2.2
	4187.67	-196.7 ± 2.8	-0.059 ± 0.008	2.690 ± 0.018	34.0 ± 2.1
	4187.68	-193.4 ± 1.8	-0.014 ± 0.003	2.682 ± 0.007	3.1 ± 1.3
	4187.69	-193.7 ± 2.1	0.032 ± 0.005	2.629 ± 0.011	-20.0 ± 1.7
	4188.66	-211.7 ± 2.0	-0.033 ± 0.003	2.644 ± 0.007	0.4 ± 1.1
	4188.67	-200.8 ± 2.5	0.012 ± 0.006	2.663 ± 0.014	-29.6 ± 1.6

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	4188.68	-212.9 ± 2.1	-0.073 ± 0.004	2.623 ± 0.007	2.3 ± 1.8
	4188.69	-198.6 ± 2.2	-0.049 ± 0.005	2.670 ± 0.011	32.4 ± 1.6
	4189.65	-195.2 ± 1.8	-0.033 ± 0.003	2.721 ± 0.006	3.9 ± 1.7
	4189.67	-195.1 ± 2.0	0.017 ± 0.005	2.662 ± 0.010	-19.5 ± 1.8
	4189.68	-210.7 ± 2.4	-0.030 ± 0.005	2.645 ± 0.011	2.8 ± 1.1
	4189.69	-213.9 ± 2.0	-0.077 ± 0.003	2.649 ± 0.006	-0.7 ± 2.1
	4190.71	-199.5 ± 2.5	-0.044 ± 0.007	2.674 ± 0.014	41.9 ± 1.5
	4195.82	-195.8 ± 2.0	-0.022 ± 0.004	2.721 ± 0.010	5.1 ± 1.5
	4195.83	-195.9 ± 2.0	0.034 ± 0.004	2.672 ± 0.009	-18.4 ± 1.8
	4196.65	-211.8 ± 2.1	-0.027 ± 0.004	2.646 ± 0.008	-4.4 ± 1.2
	4196.66	-196.0 ± 2.2	-0.015 ± 0.006	2.724 ± 0.013	-0.6 ± 1.6
	4196.68	-196.4 ± 2.0	-0.001 ± 0.005	2.726 ± 0.010	1.0 ± 1.7
WR 121	3426.92	-211.9 ± 5.6	0.048 ± 0.019	2.705 ± 0.041	-40.7 ± 2.9
(ELO)	3428.86	-193.6 ± 7.6	-0.082 ± 0.029	2.734 ± 0.064	61.3 ± 3.9
	3430.77	-192.2 ± 4.3	-0.112 ± 0.016	2.747 ± 0.035	49.9 ± 2.5
	3431.85	-209.3 ± 11.5	-0.062 ± 0.040	2.658 ± 0.084	-10.1 ± 5.0
	3434.80	-243.4 ± 20.3	-0.005 ± 0.061	2.634 ± 0.126	-78.2 ± 6.0
	3438.79	-196.5 ± 10.8	-0.045 ± 0.041	2.679 ± 0.087	2.4 ± 4.9
	3439.78	-210.4 ± 4.7	-0.077 ± 0.016	2.751 ± 0.035	5.3 ± 3.0
	3440.78	-207.6 ± 9.2	-0.009 ± 0.034	2.798 ± 0.076	-16.7 ± 3.4
	3443.76	-220.5 ± 11.5	-0.084 ± 0.039	2.673 ± 0.082	5.1 ± 3.7
	3445.74	-193.2 ± 6.9	-0.012 ± 0.026	2.670 ± 0.054	-9.7 ± 3.0
	3446.76	-203.4 ± 3.7	-0.178 ± 0.012	2.700 ± 0.026	67.7 ± 2.1
	3447.72	-197.9 ± 6.4	-0.043 ± 0.024	2.663 ± 0.050	36.8 ± 2.9
	3449.78	-208.9 ± 7.7	0.033 ± 0.027	2.657 ± 0.056	-26.0 ± 3.2
	3450.73	-224.7 ± 5.7	-0.062 ± 0.017	2.636 ± 0.036	-23.3 ± 7.4
	3451.81	-224.8 ± 13.4	0.018 ± 0.042	2.591 ± 0.086	-1.5 ± 4.5
	3454.80	-237.8 ± 8.5	-0.065 ± 0.026	2.690 ± 0.056	-22.1 ± 4.2
WR 121	4184.80	-209.8 ± 2.7	0.008 ± 0.007	2.687 ± 0.015	-3.3 ± 2.0
(OMM)	4184.81	-201.2 ± 2.8	-0.039 ± 0.008	2.647 ± 0.016	24.3 ± 2.2
	4185.60	-205.1 ± 2.7	0.059 ± 0.007	2.661 ± 0.016	-28.5 ± 1.7
	4185.61	-207.1 ± 1.9	0.026 ± 0.003	2.609 ± 0.006	-15.4 ± 2.0

Tableau 2.IV – *Continued*

Star Name	Date	Equivalent Widths (Å)	Skewness	Kurtosis	Radial Velocity (km s <sup>-1</sup> )
	4185.62	-209.1 ± 2.0	0.028 ± 0.003	2.685 ± 0.007	-15.7 ± 2.0
	4185.62	-199.6 ± 2.6	0.034 ± 0.007	2.664 ± 0.015	-4.8 ± 2.2
	4185.68	-208.8 ± 1.9	-0.040 ± 0.003	2.688 ± 0.007	4.3 ± 1.7
	4185.69	-210.1 ± 2.2	0.014 ± 0.005	2.682 ± 0.010	-2.8 ± 2.1
	4187.82	-202.9 ± 3.1	-0.083 ± 0.009	2.694 ± 0.019	39.0 ± 2.3
	4187.83	-207.8 ± 2.1	0.066 ± 0.004	2.666 ± 0.009	-21.9 ± 1.9
	4187.84	-206.5 ± 2.1	0.026 ± 0.004	2.609 ± 0.008	-13.9 ± 1.8
	4187.85	-209.5 ± 2.2	0.033 ± 0.005	2.692 ± 0.010	-19.8 ± 1.5
	4188.80	-206.7 ± 1.8	-0.029 ± 0.002	2.693 ± 0.005	2.4 ± 2.0
	4188.81	-204.4 ± 2.7	-0.053 ± 0.007	2.697 ± 0.015	34.0 ± 1.9
	4188.82	-207.7 ± 2.2	0.062 ± 0.005	2.659 ± 0.010	-19.1 ± 1.6
	4188.83	-205.2 ± 1.9	0.021 ± 0.003	2.608 ± 0.005	-15.1 ± 1.8
	4189.80	-210.0 ± 2.0	0.017 ± 0.003	2.695 ± 0.007	-11.5 ± 1.9
	4189.81	-205.7 ± 2.0	-0.029 ± 0.004	2.703 ± 0.008	7.0 ± 1.7
	4189.82	-205.3 ± 3.1	-0.027 ± 0.009	2.704 ± 0.019	26.4 ± 2.3
	4189.83	-205.2 ± 2.2	0.057 ± 0.005	2.669 ± 0.011	-21.8 ± 1.5
	4195.84	-204.2 ± 2.1	0.013 ± 0.004	2.610 ± 0.009	-11.5 ± 1.9
	4196.80	-209.5 ± 2.0	0.005 ± 0.003	2.696 ± 0.007	-12.9 ± 1.6
	4196.81	-207.6 ± 3.5	-0.074 ± 0.010	2.719 ± 0.022	40.0 ± 2.3
	4196.83	-207.6 ± 3.3	-0.078 ± 0.010	2.736 ± 0.021	41.6 ± 2.6



## CHAPITRE 3

### WR 103

L'étoile WR 103 (HD 164270) est la plus brillante des étoiles WC9, ce qui fait d'elle l'une des étoiles WR les plus étudiées au cours des trente dernières années. Plusieurs observations ont révélé la présence de variabilité sur une courte échelle de temps (heures—jours) mais à ce jour, aucune période définitive n'est acceptée.

En plus des observations obtenues durant la campagne spectroscopique conduite à l'ELO, nous avons pu observer WR 103 en photométrie dans le cadre d'une campagne visant à détecter la présence de CIRs dans une liste de quatre candidates établie par Chené & St-Louis (2011). Avant de présenter nos résultats, nous présentons une brève revue des observations effectuées sur WR 103 jusqu'à nos jours.

#### 3.1 Un peu d'histoire

À partir d'observations en photométrie et en spectroscopie faites en 1976 et 1977 respectivement, Isserstedt & Moffat (1981) ont décelé une période de 1.76 jours dans les courbes de lumière et de vitesses radiales de WR 103. La période apparaît de manière beaucoup plus claire dans la photométrie prise dans le continu à 5170 Å ( $\Delta\lambda = 190$  Å) que dans les courbes de vitesses radiales. Les auteurs concluent tout de même qu'un compagnon compact de faible masse (probablement une étoile à neutrons, NS) est responsable des variations observées.

Lundstrom & Stenholm (1982) annoncent qu'ils ont observé une baisse de luminosité de  $\sim 1$  mag s'échelonnant sur une vingtaine de nuits en juin 1980. Ils n'ont malheureusement pas obtenu assez de nuits d'observations pour suivre cette éclipse au complet mais ils ont pu observer WR 103 à nouveau en avril 1981 et elle était retournée à sa brillance normale. Ils ne trouvent aucune variation périodique à plus petite échelle. L'éclipse de juin 1980 a poussé l'astronome Phil Massey à regarder les archives de plaques photographiques de l'observatoire de Harvard allant jusqu'à 1895. Il s'avère qu'une éclipse sem-

blable s'est produite en septembre 1909. Massey et al. (1984) attribuent ces éclipses à la présence d'un compagnon froid de grande taille, possiblement une supergéante rouge.

van Genderen & van der Hucht (1986) ont observé dans plusieurs bandes passantes WR 103 à trois occasions de 1981–1983 et confirment des variations d'amplitudes de  $\sim 0.1$  mag mais ne retrouvent pas la période de 1.76 jours de Isserstedt & Moffat (1981), ni aucun autre signe de périodicité. Peu de temps après, Moffat et al. (1986) présentent une nouvelle série d'observations (trois campagnes de 2–3 semaines chacune menées en septembre 1982, octobre 1984 et mars–avril 1985) qui supportent de nouveau la théorie d'un système binaire WC9 + NS de période orbitale de 1.76 jours. Ils expliquent les éclipses par la présence d'une troisième étoile dans le système qui causerait la précession d'un disque d'accrétion autour de l'étoile à neutrons. Le disque serait constitué de gaz provenant du vent de l'étoile WR qui aurait été accrété trop rapidement par l'étoile à neutrons.

Une campagne d'observation en polarisation linéaire de plusieurs étoiles WR de l'hémisphère sud (dont WR 103) a été effectuée par St-Louis et al. (1987). Leurs résultats montrent des variations entièrement stochastiques en Q et U de l'ordre de  $\sim 0.2\%$ . Ce comportement est très différent de celui observé pour les systèmes binaires WR 42 (WC7 + O7) et WR 79 (WC7 + O5-8), où l'on voit des variations périodiques de l'ordre de 0.04–0.05% suivant parfaitement la phase orbitale. Les variations observées pour WR 103 indiquent davantage la présence d'asymétries dans le vent que la présence d'un compagnon. Schulte-Ladbeck & van der Hucht (1989) ont également observé WR 103 en polarisation linéaire et leurs résultats montrent encore une fois des variations stochastiques ne montrant aucun signe de périodicité. Les auteurs supportent aussi l'idée d'un vent inhomogène. Les travaux de Lépine & Moffat (1999) permettront plus tard d'attribuer ce type d'inhomogénéités au « clumping » des vents des étoiles WR (voir section 1.3.2)

Veen et al. (1998) suggèrent, suite à l'observation d'une baisse de luminosité de 0.8 mag de l'étoile WR 121 (WC 9), qu'un nuage de poussière optiquement épais peut se former de manière temporaire dans le vent d'une étoile de type WC et que son passage sur la ligne de visée expliquerait également les éclipses occasionnelles observées dans

d'autres étoiles WR dont notamment WR 103. Ils présentent les observations d'une troisième éclipse pour WR 103 (en août 1988) semblable à celles de 1909 et de 1980 mais dont la baisse de luminosité se limite cette fois là à  $\sim 0.4$  mag. Aucune explication en termes de la présence d'un compagnon n'arrive à expliquer la différence de profondeur des éclipses. Selon leur modèle, les grains de poussière pourraient se condenser et former un nuage à une distance de  $\sim 10-100 R_*$ , entre la photosphère et l'intérieur de l'enveloppe circumstellaire où la poussière se forme (voir figure 3.1). Une éclipse semblable a été observée dans le système binaire WR 104 (WC9 + OB) (Crowther, 1997). Elle s'explique également par la théorie du nuage de poussière. Il s'avère que la baisse de luminosité observée ( $\sim 1.1$  mag) est beaucoup plus importante que celle qui serait causée par l'occultation de la WR par le compagnon OB ( $\leq 0.4$  mag). De plus, des observations spectroscopiques ont permis d'estimer la taille de la région occultante à  $\sim 60 R_\odot$ , ce qui est beaucoup plus grand que le rayon typique des étoiles O les plus massives.

Une série d'observations photométriques obtenues de 1987 à 1998 est présentée par van Genderen et al. (2013). Les observations ont été faites dans plusieurs bandes passantes et montrent des variations du continu de  $\sim 0.1$  mag dans l'optique et de  $\sim 0.2$  mag dans l'UV. Des variations de l'ordre de  $\sim 1-5\%$  attribuables aux raies d'émission sont également observées dans toutes les bandes passantes, un résultat qui s'accorde avec celui obtenu par Chené & St-Louis (2011) et ceux que nous avons présentés au chapitre 2. Aucune période n'as pu être mise en évidence sur aucune échelle de temps. Les auteurs attribuent les variations stochastiques observées à la présence de pulsations multimodales. Nous discuterons davantage des résultats de van Genderen et al. (2013) dans la section 3.2.2 suivant la présentation de ceux obtenus dans le cadre de la campagne visant à détecter des CIRs.

## 3.2 Photométrie

### 3.2.1 Observations et réduction de données

La campagne d'observation a été menée au télescope Swope (1 m) à l'observatoire de Las Campanas (LCO) au Chili du 12 au 31 mai 2012. Nous avons observé les quatre

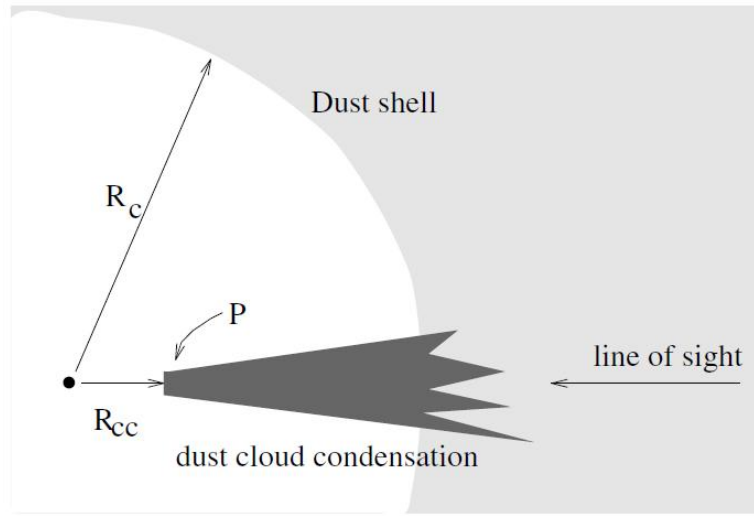


Figure 3.1 – Schéma du modèle de condensation de poussière.  $R_c$  délimite l'intérieur de la coquille où se forme la poussière tandis que  $R_{cc}$  indique la distance entre l'étoile et le nuage. Le point P désigne l'endroit où le vent devient optiquement épais. Figure reproduite de Veen et al. (1998).

étoiles cibles de la campagne en bandes  $B$ ,  $V$  et  $I$ . Cependant, puisque WR 103 est plus brillante que les autres cibles, nous avons seulement pu l'observer en bande  $B$ <sup>1</sup>. Les images ont été obtenues hors-foyer avec le temps d'exposition minimum possible (3 secondes) lorsque la masse d'air était suffisamment grande ( $\gtrsim 1.5$ ) pour éviter que le CCD soit saturé.

Nous avons obtenu un total de 216 images en 17 nuits d'observations. De manière générale, nous avons observé WR 103 une seule fois par nuit et avons pris  $\sim 10$  poses consécutives sur un intervalle de temps d'environ 10 minutes (le temps de lecture du CCD était de 63 secondes). Il y a cependant 7 nuits où il a été possible de l'observer à deux reprises, la deuxième pose étant environ 8–9 heures après la première.

Après avoir effectué les opérations habituelles de soustraction du biais et de division par une plage uniforme, la courbe de lumière de WR 103 a été extraite en utilisant la méthode de photométrie d'ouverture. Une seule étoile (HD 164152, B9) a pu être utilisée comme étoile de comparaison pour extraire la magnitude de WR 103. Cette étoile a également servi de comparaison pour WR 103 lorsque celle-ci fut observée par le satellite

<sup>1</sup>Il s'agit de la seule bande qui ne posait pas de problèmes de saturation du CCD.

MOST<sup>2</sup> (Moffat et al., 2008).

Le flux instrumental de chaque étoile a d'abord été obtenu en utilisant un rayon d'ouverture  $R$  de 10 pixels (5.22 ") avec un anneau de rayons  $R_{\text{ciel}} = [2R, 3R]$ . Le flux instrumental  $F$  est calculé de la manière suivante :

$$F = \sum_{r < R} P(r) - \pi R^2 \times F_{\text{ciel}}$$

où  $\sum_{r < R} P(r)$  est la somme du nombre de comptes de chaque pixel à l'intérieur du rayon d'ouverture  $R$  et  $F_{\text{ciel}}$  est le nombre de compte moyen à l'intérieur de l'anneau  $R_{\text{ciel}}$ . La magnitude différentielle de WR 103 est finalement :

$$\Delta M = -2.5 \log \frac{F_{wr}}{F_{ref}}$$

Étant donné que HD 164152 a une magnitude en bande  $B$  (8.96) très proche de celle de WR 103 (8.99) et qu'ils ont un indice de couleur  $B - V$  semblable, la correction pour l'extinction a pu être négligée.

La courbe de magnitude résultante de WR 103 constituée de 216 points est présentée dans la figure 3.2. Comme il est difficile d'évaluer l'incertitude sur les flux instrumentaux et que de toute manière nous ne sommes pas intéressés aux variations sur une échelle de temps de quelques minutes, nous avons fait la moyenne des points obtenus au cours de chaque nuit (ou séquence d'observation dans une même nuit), ce qui donne une courbe de 23 points. L'incertitude sur chaque point correspond à la déviation standard sur la moyenne calculée. Étant donné que nous avons une seule image pour la première nuit d'observation, nous avons de manière conservatrice estimé l'incertitude sur la magnitude à 0.009 mag, soit la plus grande incertitude de l'ensemble de 23 points. La courbe moyenne est également présentée dans la figure 3.2.

---

<sup>2</sup>« Microvariability and Oscillations of STars ».

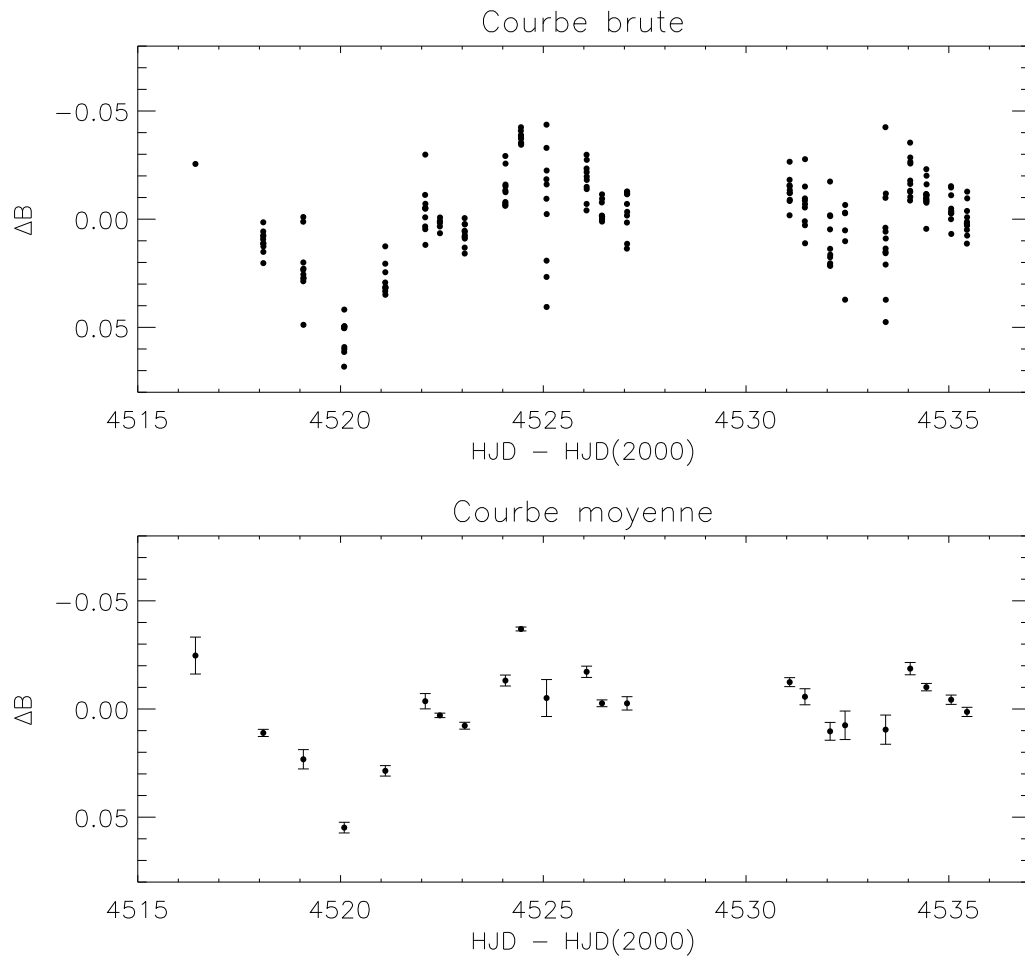


Figure 3.2 – Haut : Courbe de magnitude différentielle « brute » de WR 103. Bas : Courbe de magnitude différentielle moyenne.

### 3.2.2 Analyse

La courbe moyenne de WR 103 montre des variations d'amplitude (crête à crête) de  $\sim 0.09$  mag avec une déviation standard de 0.02 mag. Ces valeurs sont semblables à celles qu'ont obtenu van Genderen et al. (2013) en utilisant le même filtre de type Bessel. Ces auteurs ont également observé l'étoile en bandes  $U$  et  $V$  ainsi qu'en  $VBLUW$  (filtres Walraven) et en  $uvby$  (filtres Strömgen). Ils observent une augmentation de l'amplitude des variations vers l'ultraviolet et estiment que la contribution des raies d'émission aux variations photométriques est bien en dessous de 50%. Les variations d'amplitude en

fonction de la couleur indique que les variations proviennent majoritairement du continu et sont causées par des variations de température.

Nous avons utilisé deux méthodes différentes, PDM<sup>3</sup> et Scargle<sup>4</sup>, pour déterminer s'il existe une forme de périodicité dans la courbe de lumière de WR 103. La méthode PDM consiste à replier les données en phase pour plusieurs fréquences d'essai. Pour chaque fréquence, l'espace de phase est ensuite divisé en plusieurs compartiments (« bins ») et la variance de chaque bin est additionnée et comparée à la variance globale de la courbe initiale. Si une fréquence d'essai correspond à un signal périodique présent dans les données, les points de la courbe repliée en phase auront une dispersion beaucoup plus faible et le rapport des variances  $\theta = S_{\text{bins}}/S_{\text{glob}}$  sera beaucoup plus petit que pour une fréquence ne correspondant à aucune périodicité. La présence d'un signal périodique se traduit donc par un minimum dans le périodogramme de  $\theta$  en fonction de la fréquence. L'avantage de la méthode PDM est qu'elle fonctionne bien même si l'échantillonnage temporel est irrégulier et que le signal recherché n'est pas sinusoïdal.

L'algorithme Scargle consiste plutôt à ajuster une courbe sinusoïdale aux données par la méthode des moindres carrés. Le principal avantage que possède cet algorithme sur ceux qui utilisent la transformée de Fourier de manière conventionnelle est qu'il est plus sensible aux signaux de faible amplitude et qu'il procure de meilleurs résultats lorsque l'échantillonnage temporel est irrégulier (Press & Rybicki, 1989). De plus, il permet de vérifier si la détection d'un signal s'avère significative du point de vue statistique. En l'appliquant, on obtient donc un périodogramme de la puissance du signal en fonction de la fréquence ainsi que la puissance limite correspondant au niveau de probabilité de fausse-alarme désiré. Le programme que nous avons utilisé permet également d'estimer l'erreur sur la période en utilisant une simulation Monte-Carlo (Fahed & Moffat, 2012).

La recherche de périodes a été effectuée pour des fréquences allant de 0.025 à 0.5  $\text{jr}^{-1}$  (2 à 40 jours). En choisissant cette plage de fréquences, on s'assure d'être en dessous de la fréquence de Nyquist, malgré que celle-ci soit difficile à évaluer étant donné notre échantillonnage temporel irrégulier. La fréquence minimale correspond simplement

<sup>3</sup>« Phase Dispersion Minimization » (Stellingwerf, 1978).

<sup>4</sup>Telle qu'énoncée par Scargle (1982).

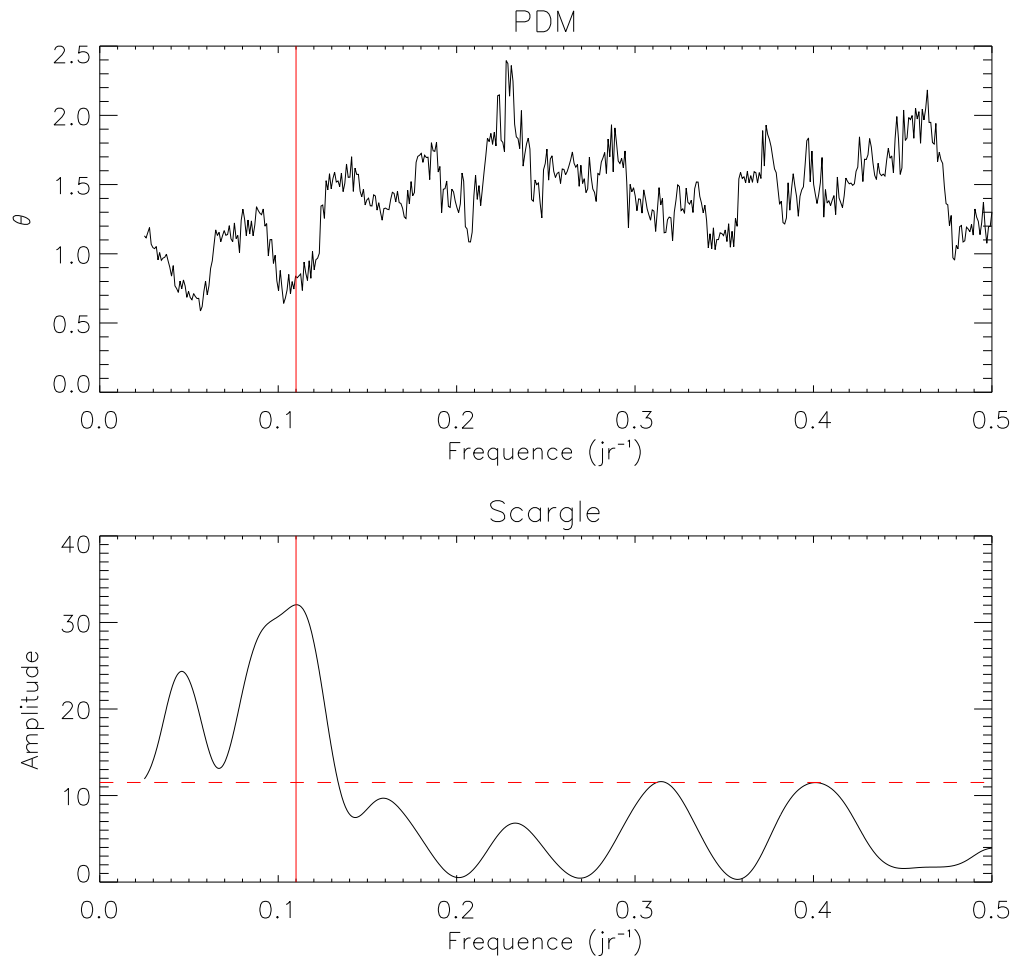


Figure 3.3 – Haut : Périodogramme PDM de la courbe de lumière de WR 103. Bas : périodogramme Scargle. Le trait pointillé horizontal en rouge représente le seuil de confiance de 99%. Le trait vertical en rouge indique le pic le plus significatif ( $f = 0.11 \text{ jr}^{-1}$ ,  $P = 9.2 \text{ jr}$ ), présent dans chaque périodogramme.

à deux fois la fenêtre d'observation de 20 jours. Les résultats sont présentés à la figure 3.3. Les deux seuls pics significatifs sont à  $0.056$  et  $0.11 \text{ jr}^{-1}$  (17.9 et 9.1 jours) et sont présents dans les deux périodogrammes. À la figure 3.4, nous traçons les courbes de lumière brute et moyennée repliées en phase avec la période la plus probable, soit celle de 9.1 jours. On voit que les variations semblent bien organisées selon cette période. Si on examine attentivement la figure 3.2, on remarque que le premier cycle (HJD = [4516, 4525]) suit assez bien cette période. Par contre, le cycle suivant ne permet pas de voir à l'oeil



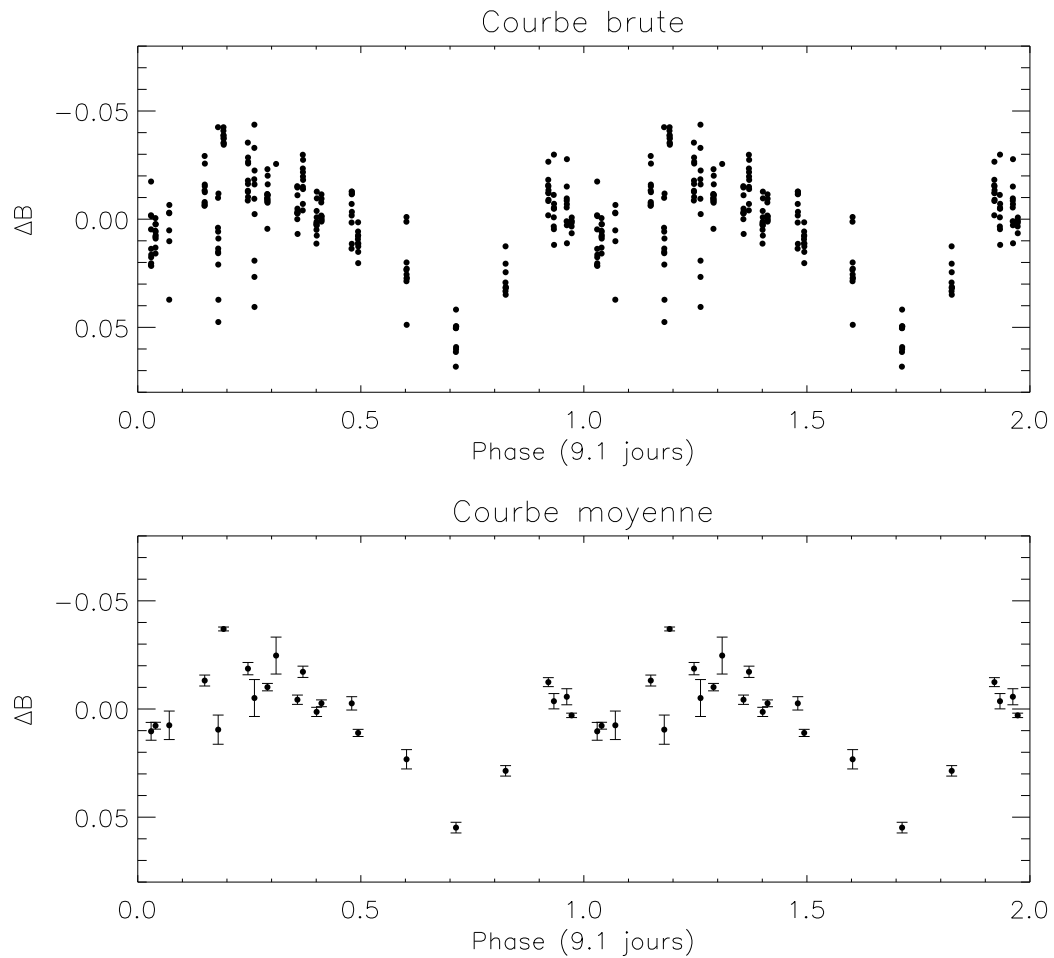


Figure 3.4 – Haut : Courbe de magnitude différentielle « brute » de WR 103. Bas : Courbe de magnitude différentielle moyenne. Les courbes sont repliées en phase selon la période de 9.1 jours.

la période de 9.1 jours de manière aussi claire. Étant donné qu’il y a une période de trois jours sans observations au milieu du deuxième cycle, il est impossible de voir si un deuxième minimum est bel et bien présent 9.1 jours après le premier. De plus, il est difficile de vérifier si cette période est stable puisque notre fenêtre d’observation se limite essentiellement à deux cycles. Quoiqu’il en soit, en utilisant la simulation Monte-Carlo du programme Scargle pour calculer l’erreur sur la période, nous obtenons une période de  $9.1 \pm 0.6$  jours.

van Genderen et al. (2013) n’ont trouvé aucune période significative dans leurs séries

de données. Parmi les neuf campagnes d'observations qu'ils ont effectuées, cinq d'entre elles étaient d'une durée d'au moins 22 jours, ce qui est en principe suffisant pour mettre en évidence une période de 9.1 jours. Ils mentionnent que les variations présentes dans les raies d'émission pourraient perturber les patrons de variations du continu. En effet, par la nature stochastique de leur processus de formation, la présence d'inhomogénéités dans le vent (voir section 1.3.2) rend difficile la détection d'un signal périodique dans les étoiles WR. Ils attribuent les variations à des pulsations à la surface de la photosphère (voir section 2.4). S'il s'agit réellement de pulsations, celles-ci seraient évidemment périodiques mais puisque le continu est émis dans le vent, elles seraient altérées de manière significative et paraîtraient stochastiques rendues à la zone d'émission.

WR 103 a été observé durant 37 jours par le satellite MOST en juin-juillet 2005. La courbe de lumière finale contient plusieurs centaines de points dont au moins un point à chaque 100 minutes. L'analyse de Fourier de cette courbe (Moffat et al., en préparation) fait ressortir plusieurs périodes allant de quelques heures à une dizaine de jours. Le pic le plus intense du périodogramme est néanmoins situé à  $\sim 0.115 \text{ jr}^{-1}$  (8.7 jours), ce qui s'accorde avec notre période de  $9.1 \pm 0.6$  jours. La détection de cette période dans une série de données dont la fenêtre d'observation est aussi grande, six ans avant la campagne d'observation que nous avons menée à LCO, indique que la période semble être au moins récurrente<sup>5</sup>.

### 3.3 Spectroscopie

Nous avons obtenu 20 spectres de WR 103 durant la campagne menée à l'ELO en mai–juin 2009 (pour plus de détails sur ces observations, voir section 2.2). Le calcul du TVS montre des variations de  $\sim 4\%$  pour la raie C III  $\lambda 5696$  (voir section 2.3.1), un résultat en accord avec ceux de Chené & St-Louis (2011). Nous avons également analysé de manière plus qualitative la raie C III  $\lambda 5696$  en mesurant les largeurs équivalentes (*Equivalent Widths*, EW), les vitesses radiales, les coefficients d'aplatissement et les

---

<sup>5</sup>Une période de 8–9 jours a été mentionnée pour la première fois dans la littérature dans une discussion lors d'une conférence (Lundstrom & Stenholm, 1982). Malheureusement, les données n'ont jamais été publiées.

coefficients d'asymétrie et en examinant leur comportement en fonction du temps. Ces résultats sont présentés à la figure 3.5 et dans le tableau 2.IV. Les largeurs équivalentes ont été obtenues en intégrant la fonction  $(1 - S_\lambda)$  où  $S_\lambda$  est le spectre redressé en utilisant le continu entre 5675 et 5718 Å. Pour mettre l'accent sur les variations, nous avons divisé les largeurs équivalentes par la valeur moyenne afin d'obtenir  $\Delta EW$ . Les largeurs équivalentes varient d'environ 5%, un résultat en accord avec ceux de Veen et al. (1999). On pourrait, de prime abord, tenter d'associer immédiatement des variations de cette amplitude à la présence d'inhomogénéités dans le vent plutôt qu'à une structure à plus grande échelle telle un CIR. Cependant, bien que les résultats de Lépine & Moffat (1999) montrent que les EEEs (voir section 1.3.2) sur la raie C III  $\lambda 5696$  de WR 103 sont de l'ordre de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  et que ces derniers sont bien reproduits par leur modèle de vent constitué d'inhomogénéités qui se propage en direction radiale, nous avons montré à la section 2.3.2 qu'il n'est pas impossible que des variations à plus grande échelle soient également présentes, comme c'est le cas pour toutes les étoiles WC9. Également, tel que discuté à la section 2.3.3, Chené & St-Louis (2010) ont obtenu pour l'étoile WR 1 (une étoile pour laquelle ils ont démontré qu'il y avait présence de CIRs dans le vent) des amplitudes de variations de EWs pouvant aller de 5% à 15% en fonction de l'époque d'observation. Il s'avère que leur graphique de spectres dynamiques, montrant le mouvement des EEEs en forme de spirale qui traduit la présence de CIRs dans le vent, a été obtenu à partir des séries d'observations où les variations de EWs sont les plus faibles. Considérant qu'on ne connaît que trois étoiles WR (toutes des WN) qui possèdent des CIRs, on ne peut pas écarter la possibilité que ces derniers peuvent aussi être présents, bien qu'à plus petite échelle, dans d'autres étoiles WR qui montrent une grande variabilité.

Les vitesses radiales ont été calculées de deux manières différentes (bissectrice et corrélation croisée<sup>6</sup>) donnant chacune les mêmes résultats. Finalement, nous avons calculé le coefficient d'asymétrie et le coefficient d'aplatissement à partir des moments

---

<sup>6</sup>La corrélation croisée a été effectuée en utilisant seulement la raie C III  $\lambda 5696$  dans un premier temps et en utilisant le spectre entier dans un second. Les résultats se sont avérés identiques.

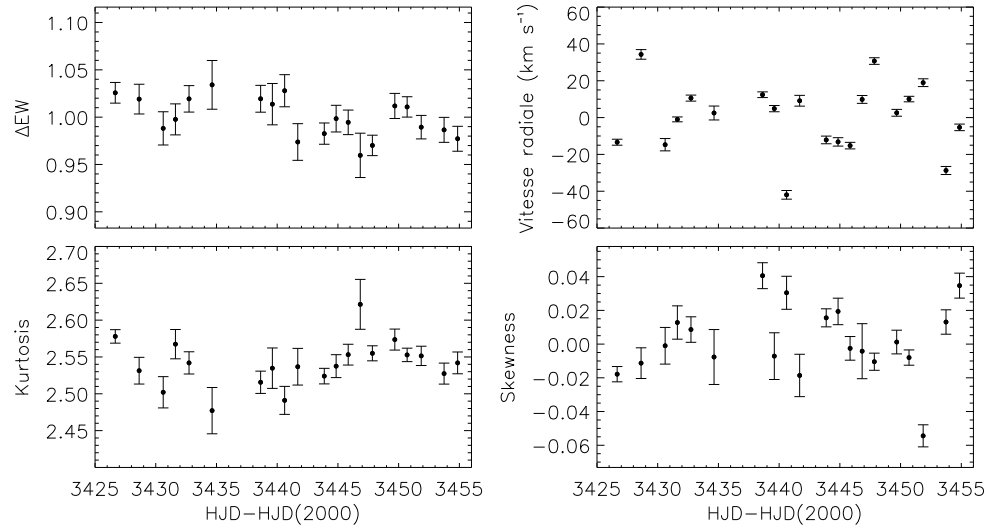


Figure 3.5 – Largeur équivalentes normalisées, vitesses radiales, coefficient d’aplatissement et coefficient d’asymétrie de la raie C III  $\lambda 5696$  de WR 103.

centraux. Le n-ième moment est :

$$\mu_n = \frac{\sum_j (\lambda_j - \bar{\lambda})^n S_j}{\sum_j S_j}$$

avec

$$\bar{\lambda} = \frac{\sum_j \lambda_j S_j}{\sum_j S_j}$$

où  $S_j$  est l’intensité de la raie à la longueur d’onde  $\lambda_j$ . Le coefficient d’asymétrie est donné par l’expression  $\mu_3/\mu_2^{3/2}$  et le coefficient d’aplatissement vaut  $\mu_4/\mu_2^2$ . Les vitesses radiales montrent des variations ayant une amplitude d’environ  $40 \text{ km s}^{-1}$  qui semblent à première vue aléatoires. Par contre, un test de Spearman permet de vérifier qu’elles sont en fait anti-corrélées ( $\rho = -0.63$ ) avec le coefficient d’asymétrie à un niveau de confiance de 99.6%. Avec l’aide de simulations de profils de raies gaussiens, nous avons pu vérifier quantitativement l’influence d’une de ces quantités sur l’autre. Il s’avère qu’il faut des variations de vitesses radiales de l’ordre de  $500 \text{ km s}^{-1}$  sur des profils gaussiens sans excès d’émission pour induire une amplitude de variations plus

petite ou égale à 0.003 dans le coefficient d'asymétrie. Puisque les variations du coefficient d'asymétrie mesurées pour WR 103 sont au moins un ordre de grandeur plus grand ( $\sim 0.06$ ), il est fort probable que ces variations correspondent réellement à une asymétrie dans les profils de raie. À l'inverse, si on génère des profils contenant des excès d'émission concentrés au centre de la raie, on mesure des variations d'amplitude 0.03 dans le coefficient d'asymétrie et des vitesses radiales pouvant atteindre  $\sim 8 \text{ km s}^{-1}$ . En réalité, les variations du profil de la raie C III  $\lambda 5696$  ne sont pas seulement constituées d'excès d'émission au centre de celle-ci puisque la forme des bords de la raie varie également. Ces variations de bords, impossibles à simuler sans modèle physique réel, peuvent expliquer pourquoi nous obtenons tout de même des vitesses radiales corrélées avec le coefficient d'asymétrie, mais pouvant atteindre une amplitude de  $50 \text{ km s}^{-1}$ . Nous attribuons donc les variations en vitesses radiales mesurées à des changements dans la forme du profil de la raie plutôt qu'à de véritables mouvements de la raie.

Nous avons effectué une recherche de période sur les largeurs équivalentes, les vitesses radiales, les coefficients d'asymétrie et les coefficients d'aplatissement de la raie C III  $\lambda 5696$ . La recherche de périodes a été effectuée pour la même plage de fréquences que les données photométriques, soit de  $0.025$  à  $0.5 \text{ jr}^{-1}$  (2 à 40 jours). Seule les vitesses radiales montrent un signe de périodicité qui peut être interprété comme significatif (au dessus du niveau de fausse alerte de 99%). Nous présentons à la figure 3.6 le périodogramme ainsi que les vitesses radiales repliées en phase selon la période la plus probable de  $4.6 \pm 0.5$  jours et selon la période de 9.1 jours obtenue en photométrie.

Même s'il apparait une période de 4.60 jours dans la courbe de vitesses radiales, nous ne pouvons pas nécessairement en déduire que WR 103 appartient à un système binaire puisque les vitesses radiales montrent une forte corrélation avec le coefficient d'asymétrie. Cependant, cette même corrélation peut justifier pourquoi on peut garder la vitesse radiale comme une quantité d'intérêt si on fait attention à son interprétation ! À titre de comparaison, les courbes de vitesses radiales des étoiles WR 12, WR 21, WR 30, WR 31 et WR 47, observées par Fahed & Moffat (2012) à partir du même télescope à l'ELO, ont une amplitude de  $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$  (plutôt que  $\sim 50 \text{ km s}^{-1}$  dans notre cas) et une forme parfaitement sinusoïdale. On pourrait donc être en mesure de

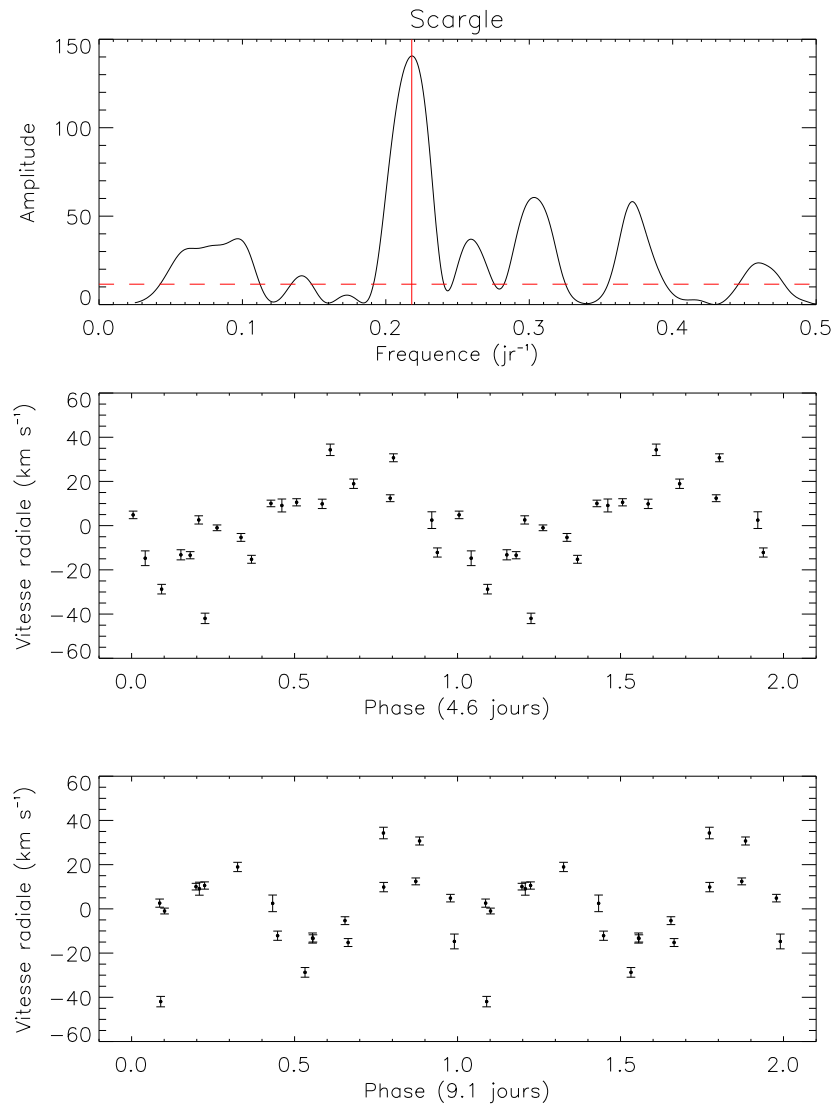


Figure 3.6 – Haut : périodogramme Scargle de la courbe de vitesses radiales de WR 103. Le trait pointillé en rouge représente le seuil de confiance de 99%. Le trait vertical en rouge indique le pic le plus significatif ( $f = 0.217 \text{ jr}^{-1}$ ,  $P = 4.6 \text{ jr}$ ). Milieu : vitesses radiales repliée en phase selon la période de 4.6 jours. Bas : vitesses radiales repliés en phase selon la période de 9.1 jours trouvée en photométrie.

s'attendre à des résultats semblables si WR 103 faisait partie d'un système binaire. En somme, la dispersion des points lorsque la courbe est repliée en phase (qui est plutôt grande comparativement aux courbes de Fahed & Moffat (2012)) et la corrélation avec

le coefficient d'asymétrie nous indiquent plutôt que le signal périodique ne provient pas d'un mouvement orbital dû à un compagnon.

Même si le périodogramme ne montre pas de pic bien défini à  $f = 0.11 \text{ jr}^{-1}$  (9.1 jours), la courbe de vitesses radiales semble varier de manière organisée lorsqu'on la replie en phase selon une période de 9.1 jours. Il s'avère que la fréquence de  $f = 0.217 \text{ jr}^{-1}$  (4.60 jours) obtenue dans le périodogramme des vitesses radiales est presque exactement 2 fois  $0.11 \text{ jr}^{-1}$ , ce qui en ferait un harmonique de la fréquence obtenue en photométrie. Si les campagnes de photométrie et de spectroscopie avaient été menées de manière simultanée, nous aurions pu vérifier s'il existe une corrélation entre les variations, ce qui ne peut malheureusement pas être fait dans le cas présent étant donné l'incertitude sur la période et l'écart de temps entre les campagnes. À ce stade, nous choisissons de demeurer prudent et d'éviter de porter un jugement hâtif sur la nature de ce signal périodique, mais les résultats sont encourageants.

Nous présentons à la figure 3.7 un montage des profils de la raie C III  $\lambda 5696$  pour WR 103. Nous avons également indiqué, comme nous l'avons fait pour WR 69 (voir figure 2.10), la valeur du coefficient d'asymétrie en bas à droite de chaque profil. Nous avons utilisé différentes couleurs pour mettre l'emphase sur quelques profils d'apparence similaire. Il s'avère qu'un écart de temps de 8 à 10 jours sépare ces profils. Par exemple, les profils en rouge (HJD = 3426.66 et 3424.64,  $\Delta t = 8$  jours) montrent un excès d'émission à gauche du centre de la raie<sup>7</sup>. À l'inverse, les profils en bleu (HJD = 3430.61, 3439.60 et 3449.68,  $\Delta t = 9$  et 10 jours) montrent un excès d'émission situé du côté droit. Il est intéressant de mentionner que les profils rouges et les profils bleus (les deux premiers seulement) semblent être déphasés de 4 ou 5 jours, ce qui correspond à environ la moitié de la période de 9.1 jours. Par contre, bien que les profils verts (HJD = 3445.84 et 3453.74,  $\Delta t = 8$  jours) se ressemblent et soient séparés par 8 jours, ils ne suivent pas la même tendance que les profils rouges et bleus puisque leur excès d'émission est situé du côté droit du centre de la raie.

Afin d'obtenir une meilleure vue d'ensemble sur les variations spectroscopiques de

---

<sup>7</sup>Un spectre supplémentaire à HJD = 3426.66 - 1 (ce qui aurait fait un écart de 9 jours au lieu de 8 jours avec deuxième profil rouge) aurait probablement montré un excès plus à gauche que le spectre à HJD = 3426.66.

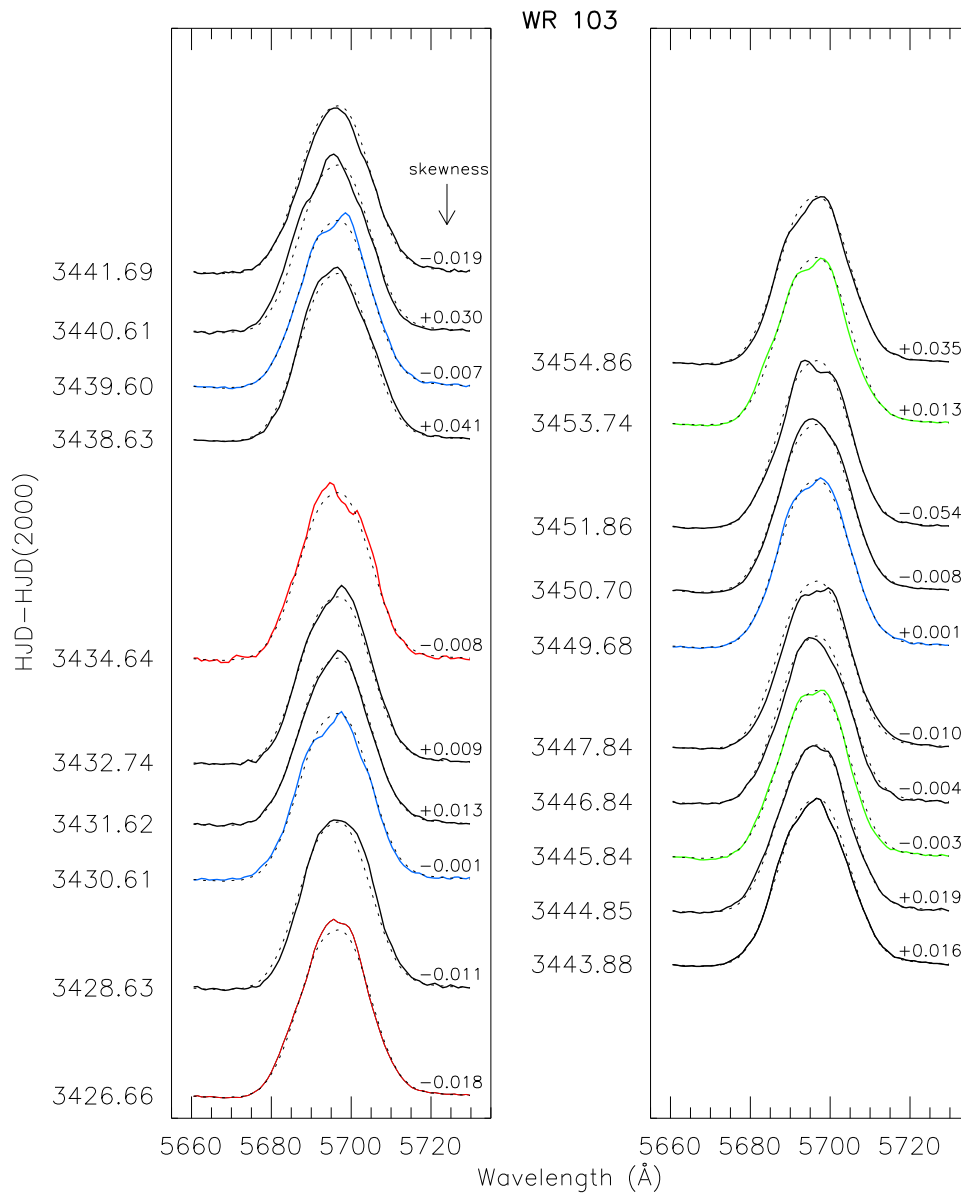


Figure 3.7 – Profils de la raie C III  $\lambda 5696$  de WR 103. La mesure du coefficient d’asymétrie est indiquée en bas à droite de chaque profil. Voir le tableau 2.IV pour les erreurs individuelles sur le coefficient d’asymétrie. Le profil moyen est tracé en pointillé sous chaque profil afin de faciliter la comparaison des profils entre eux. Les profils semblables qui s’accordent plus ou moins avec la période de 9.1 jours sont tracés en couleur.



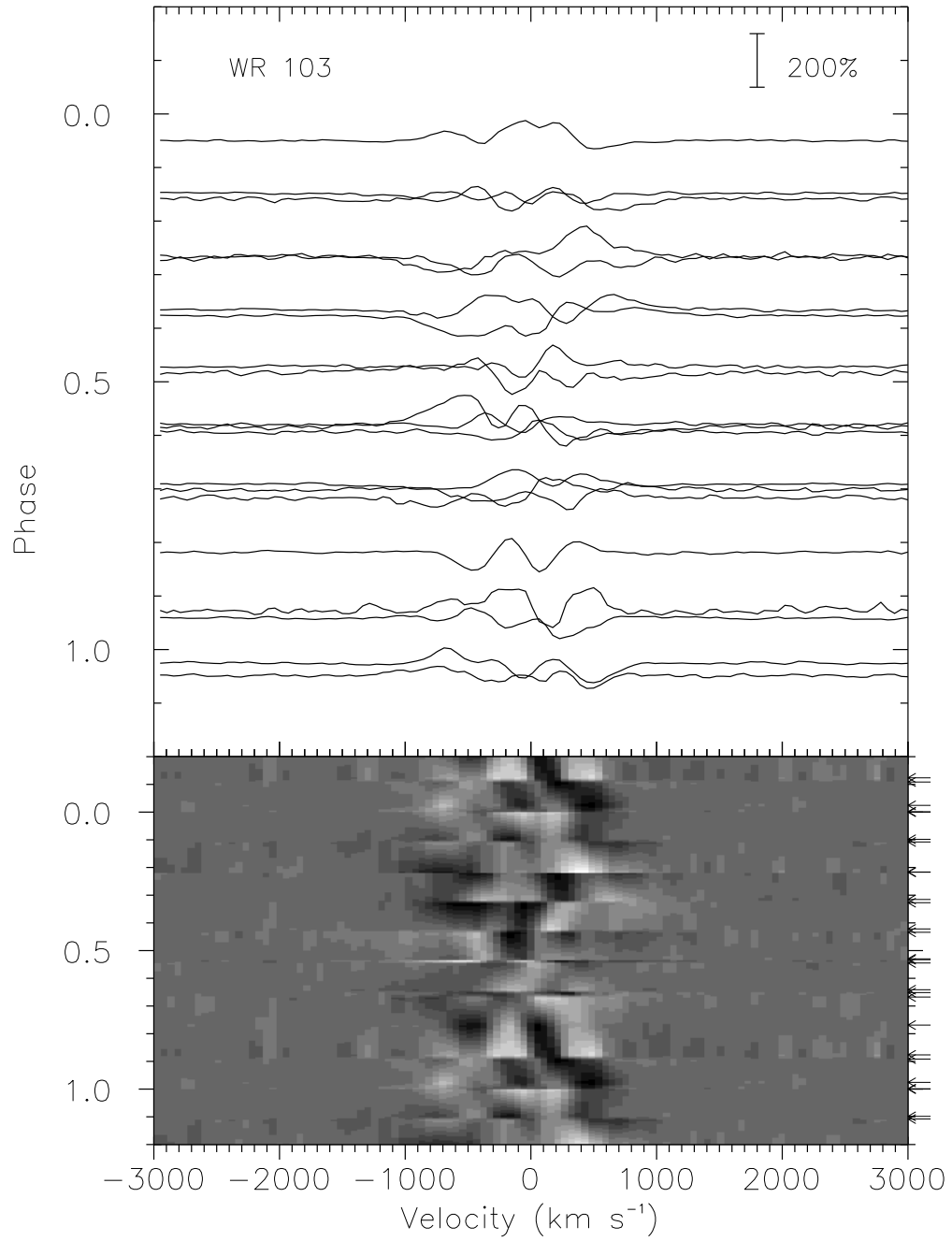


Figure 3.8 – Spectres dynamiques de l'étoile WR 103 repliés en phase de 9.1 jours pour la raie C III  $\lambda 5696$ . Les flèches indiquent la position des spectres.

WR 103, nous présentons à la figure 3.8 un montage des spectres dynamiques de l'étoile en phase de 9.1 jours. On peut y voir un patron en X, tel qu'attendu pour des variations causées par des CIRs et observé pour les étoiles WR 1, WR 6 et WR 134 mais ce dernier n'est pas très bien défini. Une explication possible est que déjà après quelques cycles, les variations commencent à évoluer vers un patron différent.

### 3.4 Discussion

Il est difficile de caractériser les variations spectroscopiques de WR 103 avec seulement 20 spectres de signal sur bruit relativement faible. De plus, comme l'indique la figure 2.9, l'amplitude de ses variations est plutôt faible si on la compare à l'ensemble des WC9. Cela fait en sorte que, s'il existe réellement des variations à grande échelle dans le vent, celles-ci paraîtraient à peine plus grandes que celles dues aux inhomogénéités intrinsèques du vent des étoiles WR.

Tel que brièvement discuté à la fin de la section 2.2.2, van Genderen et al. (2013) attribuent la variabilité photométrique de WR 103 à des pulsations de l'étoile. Cette conclusion est basée sur le fait que WR 103 montre, comme les étoiles WN8, des variations dans le continu. À titre d'exemple, les observations de l'étoile WR 123 (WN8) par Lefèvre et al. (2005) et Chené et al. (2011) ont permis de détecter une période stable de 9.8 heures qui affecte le vent de manière globale. La présence de cette période dans la courbe de lumière obtenue par le satellite MOST et dans les variations de largeurs équivalentes d'au moins trois raies d'émission différentes poussent Chené et al. (2011) à conclure que les variations prennent naissance à l'intérieur de l'étoile. Cependant, ils observent également des variations photométriques et spectroscopiques à plus grande échelle sur une échelle de temps beaucoup plus grande. Il est donc fort possible que WR 103 puisse également montrer simultanément plusieurs types de variabilité et que, en conséquence, la période de 9.1 jours trouve son origine dans un autre mécanisme que les pulsations. D'ailleurs, à ce jour, aucune théorie de pulsations stellaires n'arrive à prédire des périodes sur une échelle de temps de jours pour les étoiles massives (Moffat, 2013).

En somme, les résultats que nous avons présentés dans ce chapitre sont encourageants et nous incitent à considérer WR 103 comme une cible de choix pour une éventuelle campagne d'observation visant à détecter la présence de CIRs dans les étoiles WR.

## CHAPITRE 4

### CONCLUSION

Le but du projet présenté dans ce mémoire était d'approfondir nos connaissances sur les mécanismes de formation de poussière dans les étoiles WC9 présumées simples. Plus précisément, nous cherchions à caractériser les variations du vent de ces étoiles ou de vérifier si elles appartiennent en fait à un système binaire. Les résultats des campagnes d'observation présentés au chapitre 2 ont permis de renforcer certains résultats déjà publiés par St-Louis et al. (2009) et Chené & St-Louis (2011) sur la variabilité des étoiles WC9. Nous avons montré qu'elles présentent toutes des variations à grande échelle qui semblent de nature différente de celles causées par les inhomogénéités intrinsèques (responsables des variations à plus petite échelle) présentes dans le vent des étoiles WR. Entre autre, WR 69 a permis de montrer que toutes les raies d'émission varient au même niveau, ce qui pourrait être causé par une structure qui affecte le vent de l'étoile de manière globale. Nous sommes maintenant aussi en mesure d'affirmer que les variations que nous observons ne peuvent pas être des variations strictement périodiques provenant de la collision de vents dans un système binaire. Nous savons que des CIRs peuvent causer de telles variations dans les étoiles WN mais il n'y a eu aucune détection de CIR dans une étoile WC à ce jour. Nous n'écartons cependant pas la possibilité que les variations observées dans les étoiles de notre échantillon puissent être causées par une telle structure, bien que celle-ci pourrait être à plus petite échelle que celles des étoiles WN. D'ailleurs, la différence entre les résultats de la campagne menée à l'ELO et celle menée à l'OMM indique que les variations de WR 106 et WR 121 semblent suivre une échelle de temps d'au moins une vingtaine de jours. Les résultats d'une étude plus détaillée sur WR 103 que nous avons présentés au chapitre 3 abondent également dans ce sens. Nous avons détecté une période de  $9.1 \pm 0.6$  jours dans la courbe de lumière et cette période semble compatible avec les variations spectroscopiques de l'étoile qui n'indiquent aucun signe de compagnon, ce qui est d'ailleurs le cas pour l'ensemble des étoiles de notre échantillon.

Avec les résultats présentés dans ce mémoire, nous ne pouvons pas confirmer si les CIRs sont bel et bien le mécanisme responsable de la formation de poussière dans les étoiles WC9 mais il n'en demeure pas moins que cette hypothèse semble valable. Il serait souhaitable que quelques étoiles soient suivies de manière plus détaillée en spectroscopie et en photométrie afin d'y détecter un éventuel signal périodique qui pourrait révéler la présence de CIRs.

## BIBLIOGRAPHIE

- Allen, D. A., Swings, J. P., & Harvey, P. M. 1972, *A&A*, 20, 333
- Ando, H. 1991, in *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, Vol. 36, *European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings*, ed. D. Baade, 303
- Brown, J. C., Richardson, L. L., Antokhin, I., Robert, C., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 1995, *A&A*, 295, 725
- Carpenter, K. G. & Czyzak, S. J. 1982, *Ap&SS*, 84, 495
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, *ApJ*, 195, 157
- Chené, A.-N., Foellmi, C., Marchenko, S. V., St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Ballereau, D., Chauville, J., Zorec, J., & Poteet, C. A. 2011, *A&A*, 530, A151
- Chené, A.-N. & St-Louis, N. 2010, *ApJ*, 716, 929
- . 2011, *ApJ*, 736, 140
- Cherchneff, I., Le Teuff, Y. H., Williams, P. M., & Tielens, A. G. G. M. 2000, *A&A*, 357, 572
- Cohen, M., Kuhl, L. V., & Barlow, M. J. 1975, *A&A*, 40, 291
- Cranmer, S. R. & Owocki, S. P. 1996, *ApJ*, 462, 469
- Crowther, P. A. 1997, *MNRAS*, 290, L59
- . 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Davidson, K. & Humphreys, R. M. 1997, *ARA&A*, 35, 1
- Dessart, L. & Chesneau, O. 2002, *A&A*, 395, 209
- Fahed, R. & Moffat, A. F. J. 2012, *MNRAS*, 424, 1601

- Fahed, R., Moffat, A. F. J., & Bonanos, A. Z. 2009, *MNRAS*, 392, 376
- Fahed, R., Moffat, A. F. J., Zorec, J., Eversberg, T., Chené, A. N., Alves, F., Arnold, W., Bergmann, T., Corcoran, M. F., Correia Viegas, N. G., Dougherty, S. M., Fernando, A., Frémat, Y., Gouveia Carreira, L. F., Hunger, T., Knapen, J. H., Leadbeater, R., Marques Dias, F., Martayan, C., Morel, T., Pittard, J. M., Pollock, A. M. T., Rauw, G., Reinecke, N., Ribeiro, J., Romeo, N., Sánchez-Gallego, J. R., Dos Santos, E. M., Schanne, L., Stahl, O., Stober, B., Stober, B., Vollmann, K., & Williams, P. M. 2011, *MNRAS*, 418, 2
- Feuerbacher, B., Willis, R. F., & Fitton, B. 1973, *ApJ*, 181, 101
- Fullerton, A. W., Gies, D. R., & Bolton, C. T. 1996, *ApJS*, 103, 475
- Gayley, K. G. & Owocki, S. P. 1995, *ApJ*, 446, 801
- Grady, C. A., Bjorkman, K. S., & Snow, T. P. 1987, *ApJ*, 320, 376
- Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, *A&A*, 457, 1015
- Henrichs, H. F., Kaper, L., & Zwarthoed, G. A. A. 1988, in *ESA Special Publication*, Vol. 281, *ESA Special Publication*, 145–149
- Howarth, I. D. & Prinja, R. K. 1989, *ApJS*, 69, 527
- Hundhausen, A. J. 1972, *Physics and Chemistry in Space*, 5
- Isserstedt, J. & Moffat, A. F. J. 1981, *A&A*, 96, 133
- Lamontagne, R. & Moffat, A. F. J. 1987, *AJ*, 94, 1008
- Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., & Lamarre, A. 1986, *AJ*, 91, 925
- Lefèvre, L., Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Chené, A. N., Smith, S. R., St-Louis, N., Matthews, J. M., Kuschnig, R., Guenther, D. B., Poteet, C. A., Rucinski, S. M., Sasselov, D., Walker, G. A. H., & Weiss, W. W. 2005, *ApJ*, 634, L109

- Lépine, S. & Moffat, A. F. J. 1999, *ApJ*, 514, 909
- . 2008, *AJ*, 136, 548
- Lundstrom, I. & Stenholm, B. 1982, in *IAU Symposium*, Vol. 99, *Wolf-Rayet Stars : Observations, Physics, Evolution*, ed. C. W. H. De Loore & A. J. Willis, 289–292
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Eversberg, T., Morel, T., Hill, G. M., Tovmassian, G. H., & Seggewiss, W. 1998, *MNRAS*, 294, 642
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Vacca, W. D., Côté, S., & Doyon, R. 2002, *ApJ*, 565, L59
- Massey, P. 2013, *ArXiv e-prints*
- Massey, P., Lundstrom, I., & Stenholm, B. 1984, *PASP*, 96, 618
- Meynet, G. & Maeder, A. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 337, *The Nature and Evolution of Disks Around Hot Stars*, ed. R. Ignace & K. G. Gayley, 15
- Moffat, A. F. J. 2013, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 465, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. L. Drissen, C. Robert, N. St-Louis, & A. F. J. Moffat, 3
- Moffat, A. F. J., Drissen, L., Lamontagne, R., & Robert, C. 1988, *ApJ*, 334, 1038
- Moffat, A. F. J., Lamontagne, R., & Cerruti, M. 1986, *PASP*, 98, 1170
- Moffat, A. F. J., Marchenko, S. V., Lefèvre, L., Chené, A.-N., St-Louis, N., Zhilyaev, B. E., Aerts, C., Saio, H., Walker, G. A. H., Matthews, J. M., Kuschnig, R., Cameron, C., Rowe, J. F., Guenther, D. B., Rucinski, S. M., Sasselov, D., & Weiss, W. W. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 388, *Mass Loss from Stars and the Evolution of Stellar Clusters*, ed. A. de Koter, L. J. Smith, & L. B. F. M. Waters, 29



- Moffat, A. F. J. & Shara, M. M. 1986, *AJ*, 92, 952
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 1999, *ApJ*, 525, L97
- Morel, T., Marchenko, S. V., Eenens, P. R. J., Moffat, A. F. J., Koenigsberger, G., Antokhin, I. I., Eversberg, T., Tovmassian, G. H., Hill, G. M., Cardona, O., & St-Louis, N. 1999, *ApJ*, 518, 428
- Morel, T., St-Louis, N., & Marchenko, S. V. 1997, *ApJ*, 482, 470
- Mullan, D. J. 1984, *ApJ*, 283, 303
- Niedzielski, A. 2000, *A&A*, 357, 581
- Oskinova, L. M., Gayley, K. G., Hamann, W.-R., Huenemoerder, D. P., Ignace, R., & Pollock, A. M. T. 2012, *ApJ*, 747, L25
- Oskinova, L. M., Ignace, R., Brown, J. C., & Cassinelli, J. P. 2001, *A&A*, 373, 1009
- Owocki, S. P., Castor, J. I., & Rybicki, G. B. 1988, *ApJ*, 335, 914
- Pittard, J. M. 2007, *ApJ*, 660, L141
- Press, W. H. & Rybicki, G. B. 1989, *ApJ*, 338, 277
- Prinja, R. K. 1988, *MNRAS*, 231, 21P
- Prinja, R. K. & Smith, L. J. 1992, *A&A*, 266, 377
- Robert, C., Moffat, A. F. J., Bastien, P., Drissen, L., & St-Louis, N. 1989, *ApJ*, 347, 1034
- Robert, C., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Lamontagne, R., Seggewiss, W., Niemela, V. S., Cerruti, M. A., Barrett, P., Bailey, J., Garcia, J., & Tapia, S. 1992, *ApJ*, 397, 277
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, *A&A*, 540, A144
- Scargle, J. D. 1982, *ApJ*, 263, 835

- Schulte-Ladbeck, R. E., Nordsieck, K. H., Taylor, M., Nook, M. A., Bjorkman, K. S., Magalhaes, A. M., & Anderson, C. M. 1991, *ApJ*, 382, 301
- Schulte-Ladbeck, R. E. & van der Hucht, K. A. 1989, *ApJ*, 337, 872
- Smith, N., Gehrz, R. D., Hinz, P. M., Hoffmann, W. F., Hora, J. L., Mamajek, E. E., & Meyer, M. R. 2003, *AJ*, 125, 1458
- St-Louis, N., Chené, A.-N., Schnurr, O., & Nicol, M.-H. 2009, *ApJ*, 698, 1951
- St-Louis, N., Dalton, M. J., Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., & Willis, A. J. 1995, *ApJ*, 452, L57
- St-Louis, N., Drissen, L., Moffat, A. F. J., Bastien, P., & Tapia, S. 1987, *ApJ*, 322, 870
- St-Louis, N., Howarth, I. D., Willis, A. J., Stickland, D. J., Smith, L. J., Conti, P. S., & Garmany, C. D. 1993, *A&A*, 267, 447
- Stellingwerf, R. F. 1978, *ApJ*, 224, 953
- Stevens, I. R. & Willis, A. J. 1988, *MNRAS*, 234, 783
- Sundqvist, J. O. & Owocki, S. P. 2012, *MNRAS*, 144
- Townsend, R. 2007, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 948, *Unsolved Problems in Stellar Physics : A Conference in Honor of Douglas Gough*, ed. R. J. Stancliffe, G. Houdek, R. G. Martin, & C. A. Tout, 345–356
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 1999, *Nature*, 398, 487
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Lawrance, N., Danchi, W. C., Owocki, S. P., & Gayley, K. G. 2008, *ApJ*, 675, 698
- Usov, V. V. 1991, *MNRAS*, 252, 49
- van der Hucht, K. A. 2001, , 45, 135
- . 2006, *A&A*, 458, 453

- van der Hucht, K. A., Cassinelli, J. P., & Williams, P. M. 1986, *A&A*, 168, 111
- van Genderen, A. M., Bakker, P. R., & van der Hucht, K. A. 1989, *A&A*, 224, 125
- van Genderen, A. M. & van der Hucht, K. A. 1986, *A&A*, 162, 109
- van Genderen, A. M., Veijgen, S. R. G., & van der Hucht, K. A. 2013, *Ap&SS*
- Veen, P. M., van der Hucht, K. A., Williams, P. M., Catchpole, R. M., Duijsens, M. F. J., Glass, I. S., & Setia Gunawan, D. Y. A. 1998, *A&A*, 339, L45
- Veen, P. M., van Genderen, A. M., van der Hucht, K. A., & Sterken, C. 1999, in *IAU Symposium, Vol. 193, Wolf-Rayet Phenomena in Massive Stars and Starburst Galaxies*, ed. K. A. van der Hucht, G. Koenigsberger, & P. R. J. Eenens, 261
- Williams, M. & van der Hucht, K. A. 1992, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 22, Nonisotropic and Variable Outflows from Stars*, ed. L. Drissen, C. Leitherer, & A. Nota, 269
- Williams, P. 2011, *ArXiv e-prints*
- Williams, P. M. 2008, in *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Vol. 33, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 71–76
- Williams, P. M., Kidger, M. R., van der Hucht, K. A., Morris, P. W., Tapia, M., Perinotto, M., Morbidelli, L., Fitzsimmons, A., Anthony, D. M., Caldwell, J. J., Alonso, A., & Wild, V. 2001, *MNRAS*, 324, 156
- Williams, P. M. & van der Hucht, K. A. 2000, *MNRAS*, 314, 23
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., & The, P. S. 1987a, *A&A*, 182, 91
- . 1987b, *QJRAS*, 28, 248
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., van Wyk, F., Marang, F., Whitelock, P. A., Bouchet, P., & Gunawan, D. Y. A. S. 2013, *MNRAS*, 429, 494

Zirker, J. B. 1977, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 15, 257

## **Annexe I**

### **Profils de raie**

Nous présentons ici les séries de profils de la raie C III  $\lambda 5696$  pour les étoiles WR 53, WR 81, WR 88, WR 92, WR 106, WR 119 et WR 121. Les profils de WR 69 et WR 103 sont respectivement présentés dans les sections 2.3.3 et 3.3. Nous présentons les profils des spectres de l'OMM en dernier.

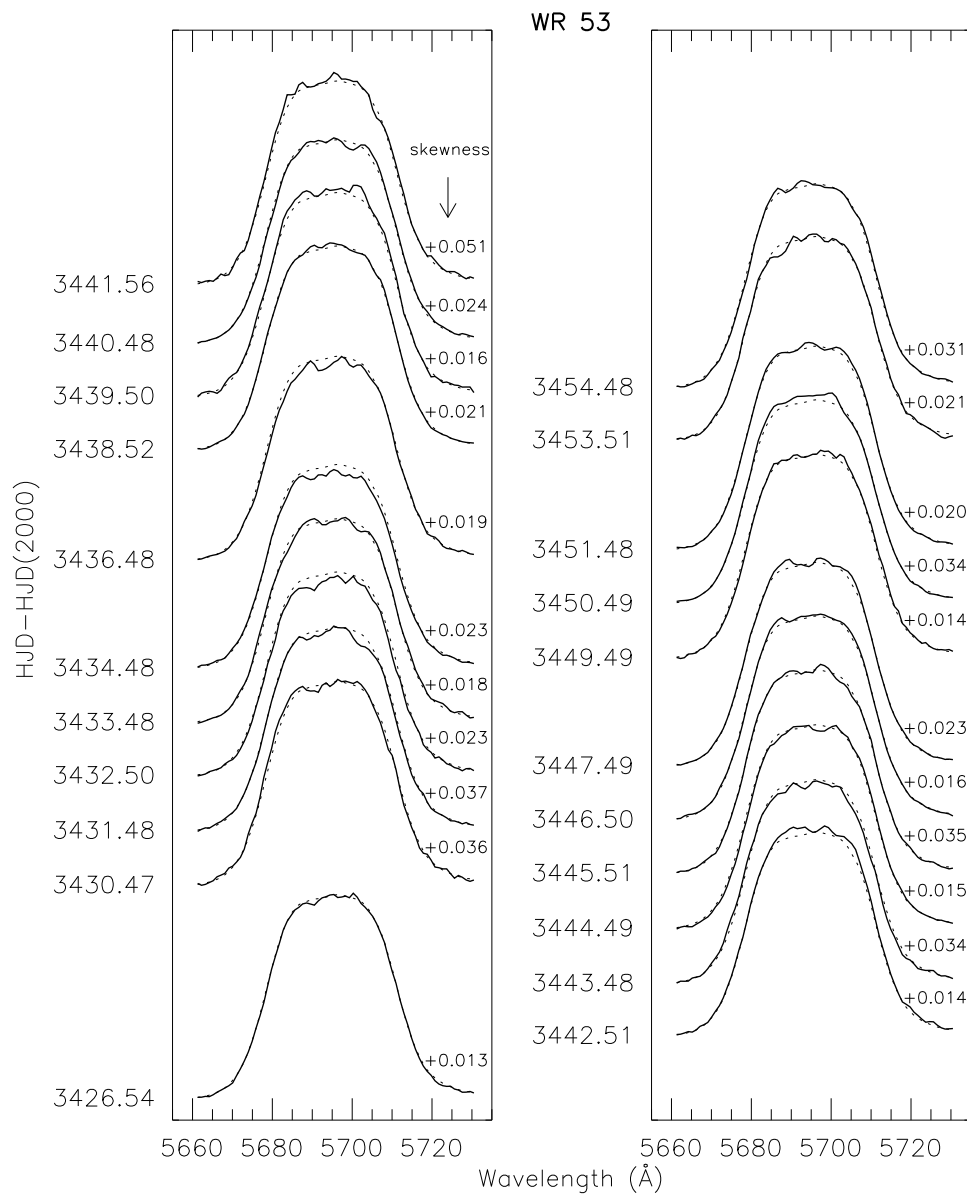


Figure I.1 – Série de profils de la raie C III  $\lambda 5696$  pour WR 53. La mesure du coefficient d’asymétrie est indiqué en bas à droite de chaque profil. Voir le tableau 2.IV pour les erreurs individuelles sur le coefficient d’asymétrie. Le profil moyen pour est tracé en pointillé sous chaque profil afin de faciliter la comparaison des profils entre eux.

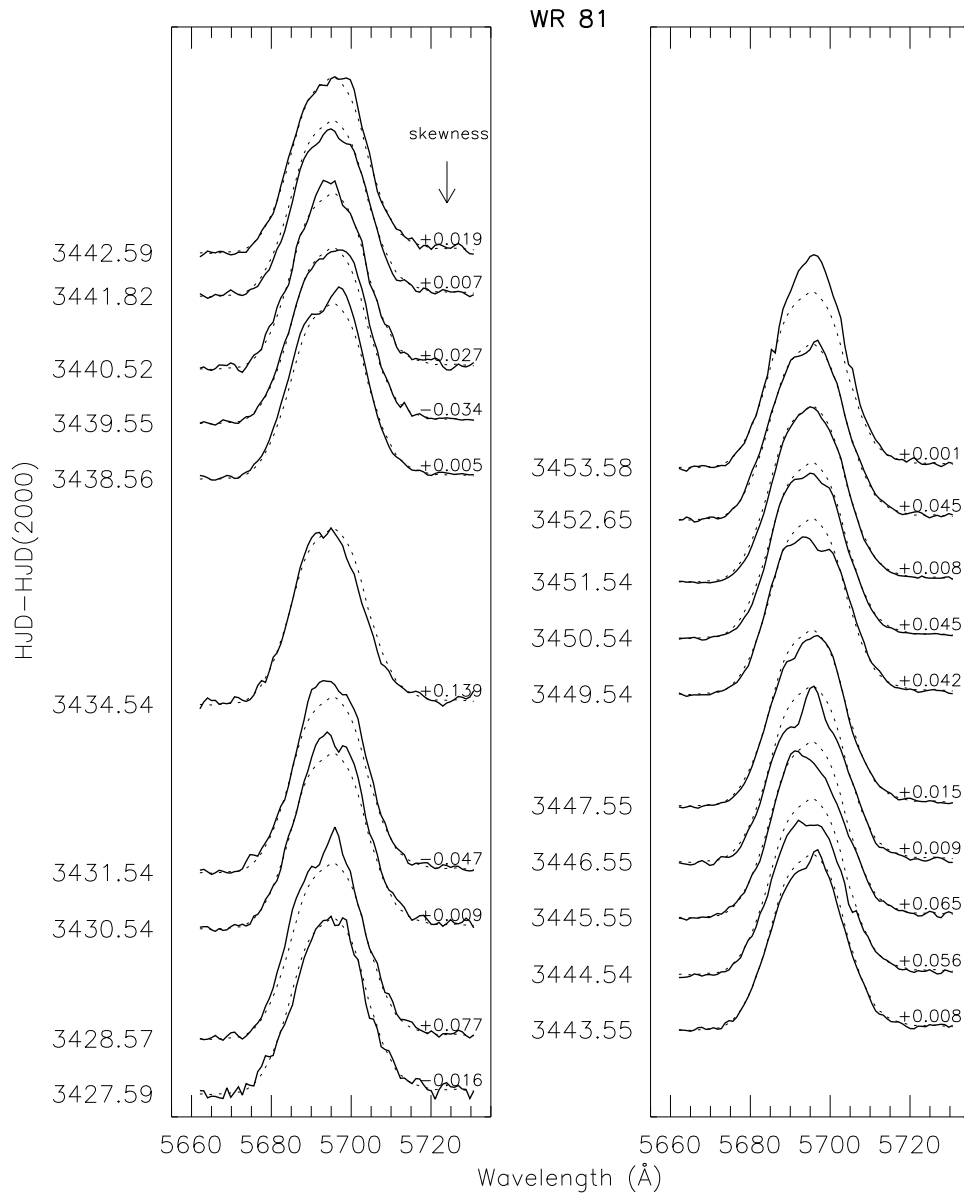


Figure I.2 – Comme la figure I.1 mais pour WR 81.

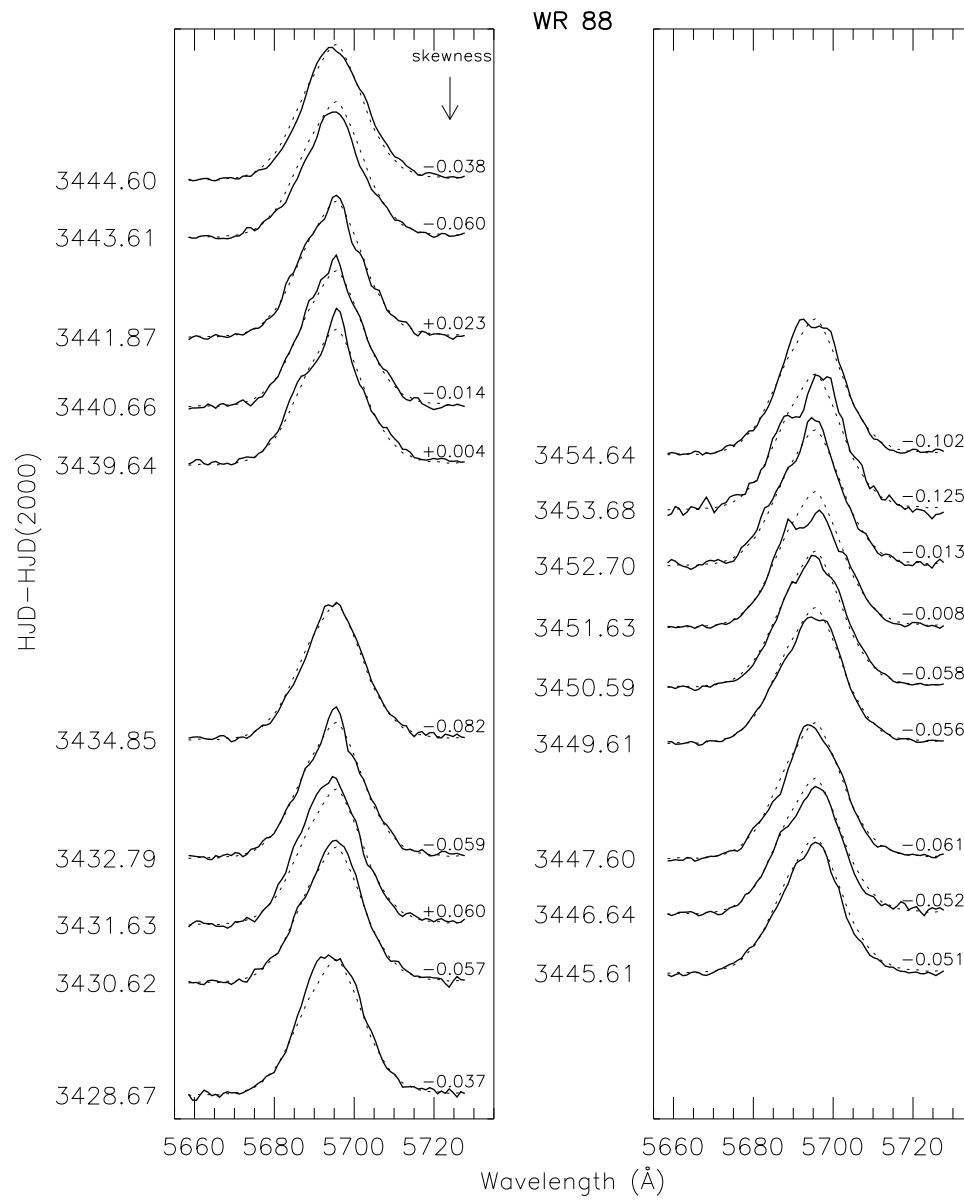


Figure I.3 – Comme la figure I.1 mais pour WR 88.



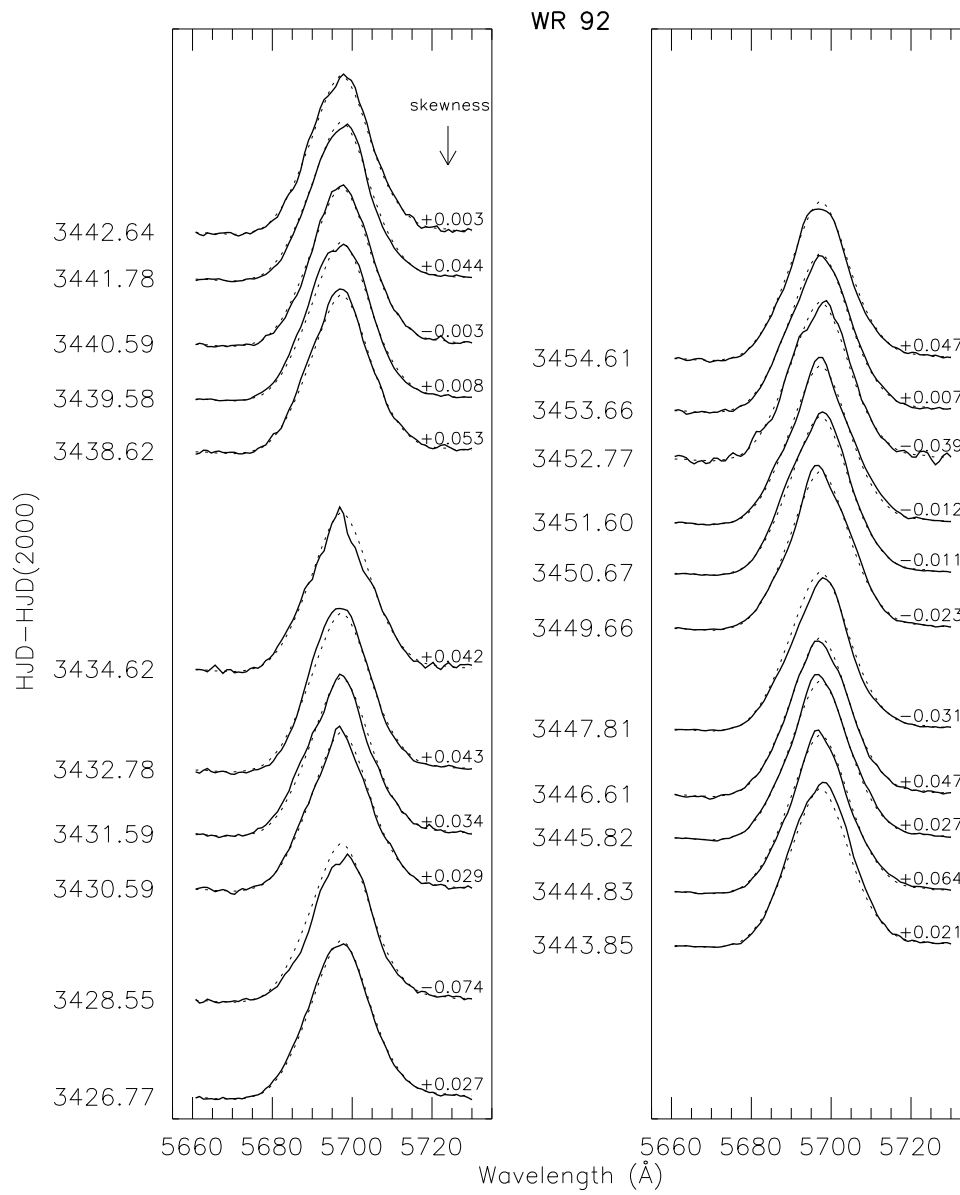


Figure I.4 – Comme la figure I.1 mais pour WR 92.

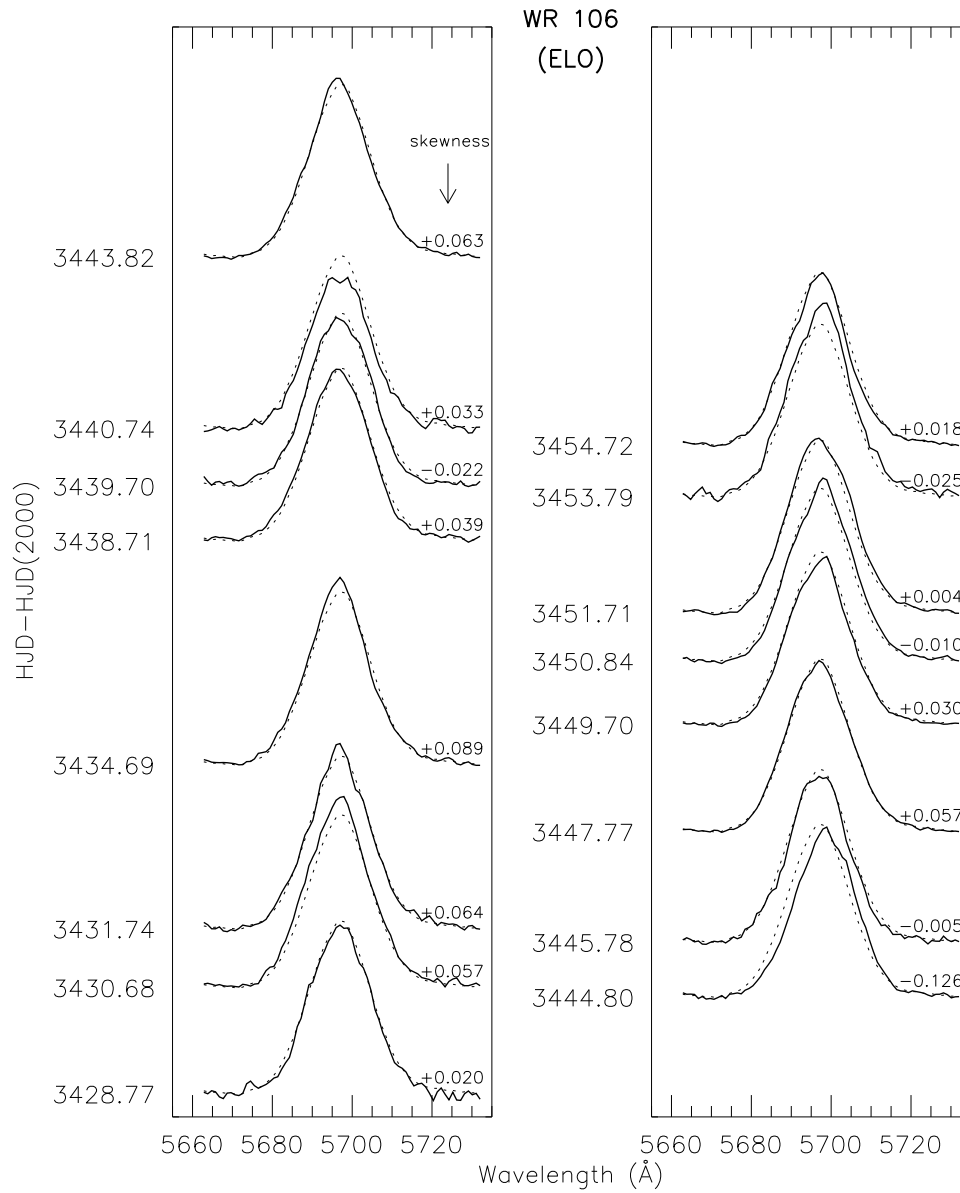


Figure I.5 – Comme la figure I.1 mais pour WR 106.

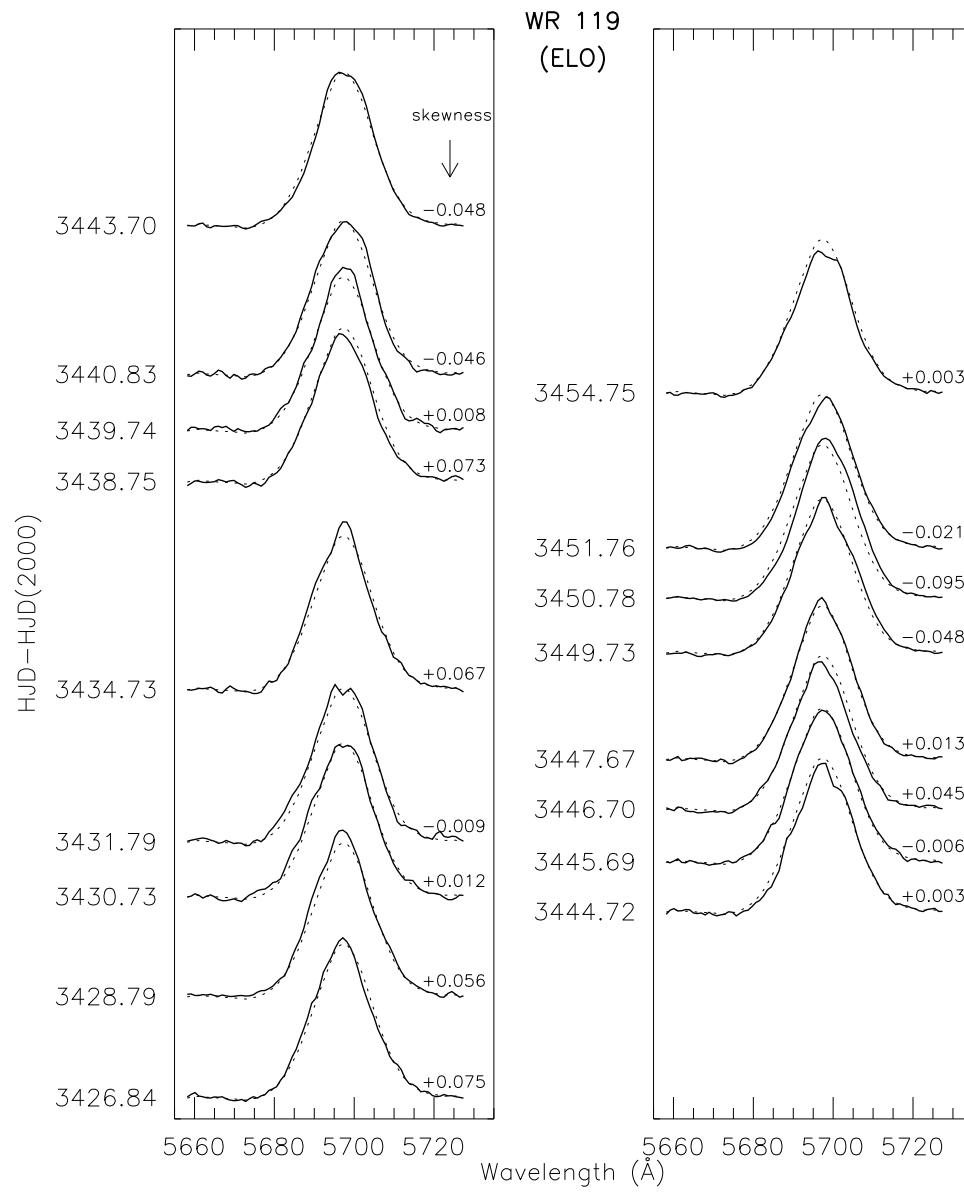


Figure I.6 – Comme la figure I.1 mais pour WR 119.

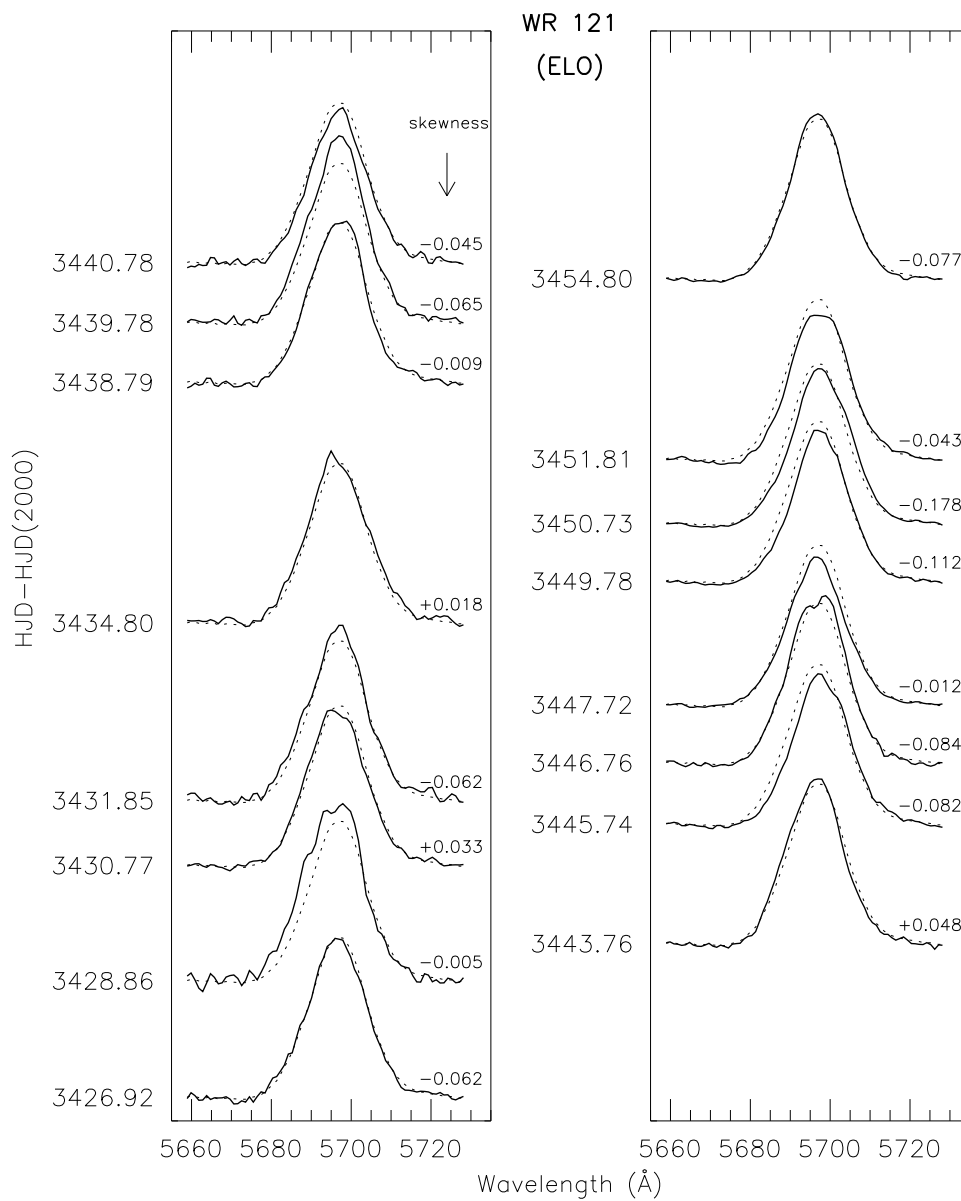


Figure I.7 – Comme la figure I.1 mais pour WR 121.

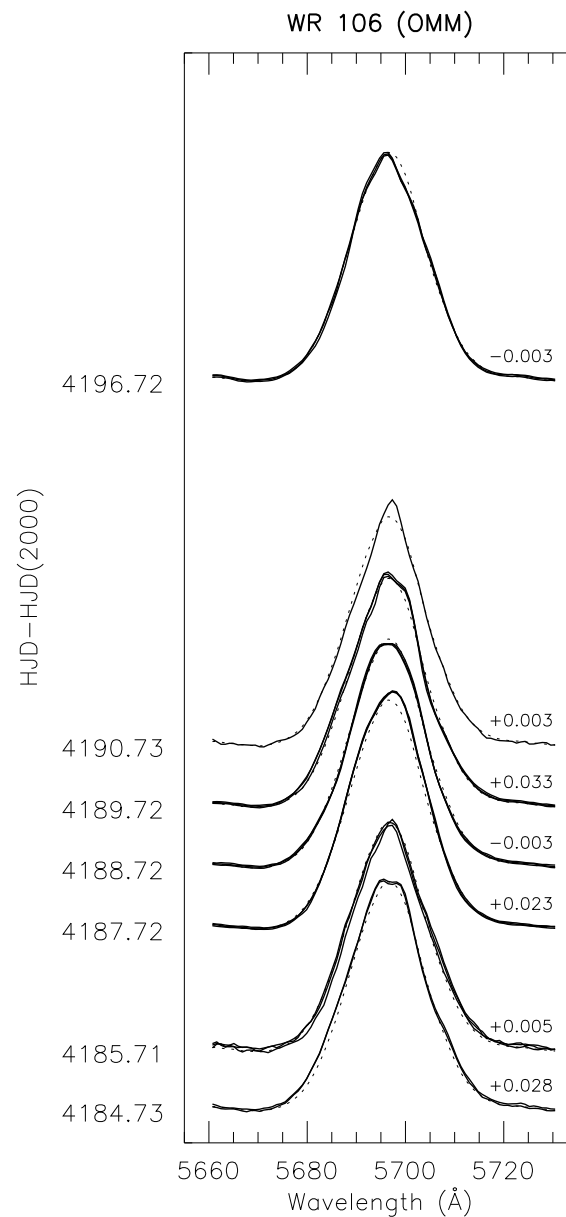


Figure I.8 – Comme la figure I.1 mais pour les spectres de l’OMM de WR 106. Pour ne pas alourdir le graphique, nous avons seulement tracé le spectre moyen au temps correspondant à la première pose lorsqu’il y en a eu plusieurs consécutives. De même, la valeur du coefficient d’asymétrie indiquée est celle correspondant au premier spectre. Le lecteur peut se référer au tableau 2.IV pour avoir celles des spectres suivants.

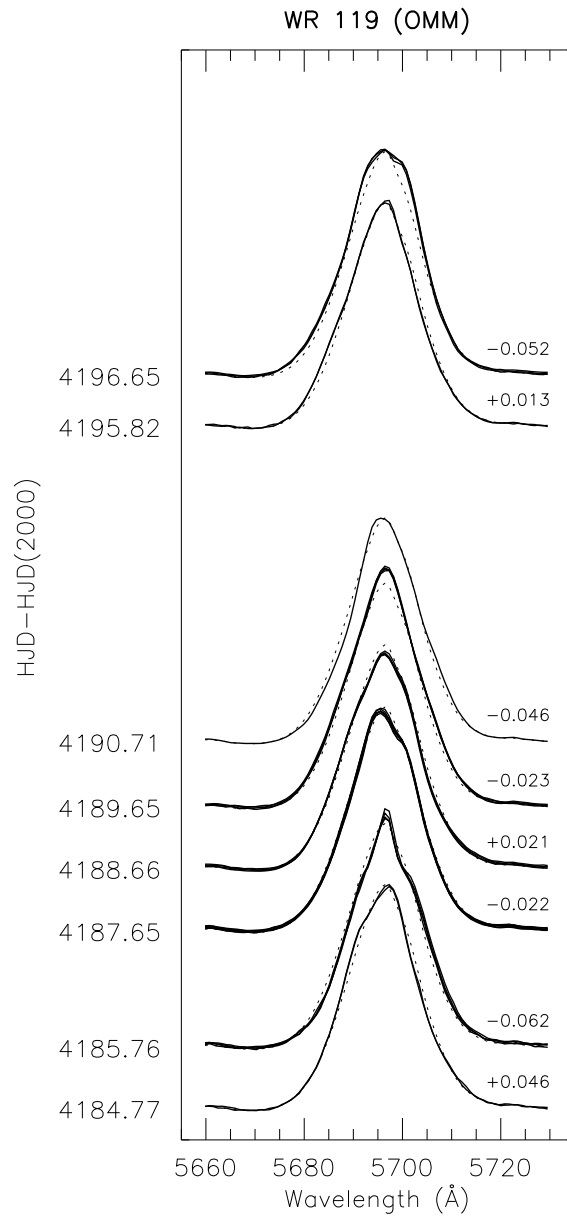


Figure I.9 – Comme la figure I.8 mais pour WR 119.

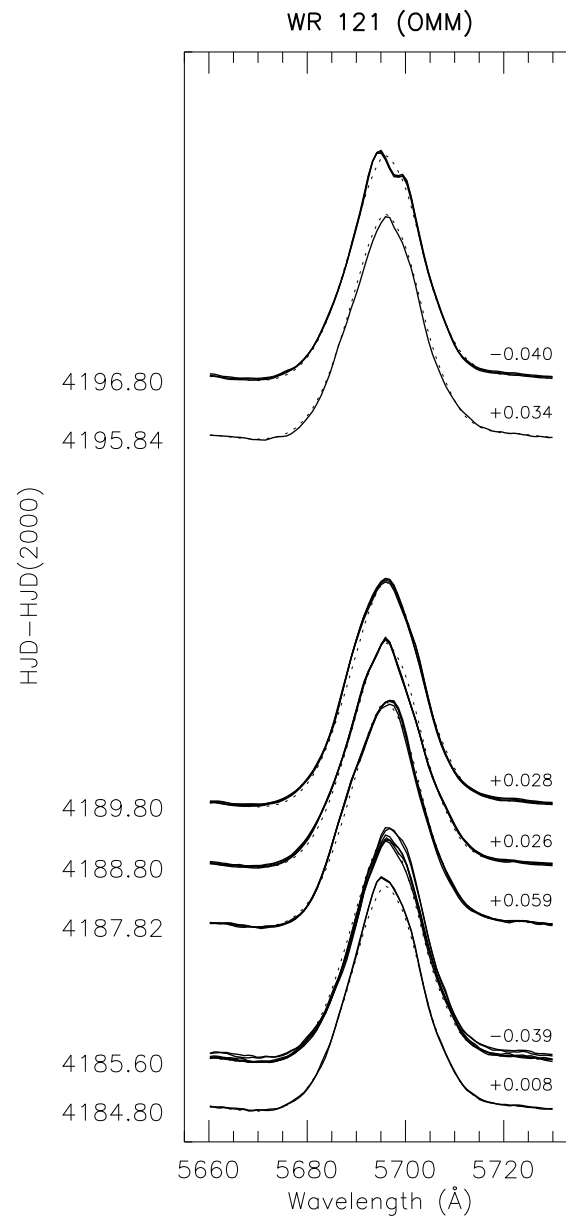


Figure I.10 – Comme la figure I.8 mais pour WR 121.