

Université de Liège
Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie
Groupe d'Astrophysique des Hautes Énergies (GAPHE)
Année 2012-2013



Les systèmes binaires massifs accélérant des particules : perspectives pour de futures observations

Raucq Françoise
MA2 sciences spatiales

Promoteur : Michaël De Becker

Comité de lecture : Olivier Absil, Éric Gosset, Damien Hutsemékers, Gregor Rauw, Michaël De Becker

Université de Liège
Département d'Astrophysique, de Géophysique et d'Océanographie
Groupe d'Astrophysique des Hautes Énergies (GAPHE)
Année 2012-2013



Les systèmes binaires massifs accélérant des particules : perspectives pour de futures observations

Raucq Françoise
MA2 sciences spatiales

Promoteur : Michaël De Becker

Comité de lecture : Olivier Absil, Éric Gosset, Damien Hutsemékers, Gregor Rauw, Michaël De Becker

“Loin d’être une science isolée et inaccessible, l’Astronomie est la science qui nous touche de plus près, celle qui est la plus nécessaire à notre instruction générale, et en même temps celle dont l’étude offre le plus de charmes et garde en réserve les plus profondes jouissances.”

Camille Flammarion, *Astronomie Populaire*, 1880

Remerciements

Je remercie particulièrement mon promoteur Michaël De Becker pour sa disponibilité, son soutien et l’aide précieuse qu’il m’a apportée tout au long de ce mémoire.

Je remercie également Olivier Absil, Éric Gosset, Damien Hutsemékers et Gregor Rauw d’avoir accepté de lire mon travail et de juger de sa qualité.

Enfin, je remercie l’ensemble de mes proches, qui ont su m’épauler et me soutenir tout au long de cette année, et en particulier mon fiancé Sylvain Watelet, qui fut à mes côtés à tout instant. Pour finir, je souhaite adresser un remerciement particulier à mon père, Philippe Raucq, qui m’a transmis sa passion pour l’astronomie dès mon plus jeune âge, et sans lequel je n’en serais peut-être pas là aujourd’hui.

Table des matières

Table des matières	iii
1 Introduction	1
1.1 Les étoiles massives et leurs vents stellaires	1
1.2 L'émission radio des étoiles massives	2
1.3 L'accélération des particules	3
1.4 Objectifs du travail	4
2 Description de l'échantillon étudié	7
2.1 Détermination de l'échantillon	7
2.2 Positionnement des objets de l'échantillon dans l'espace des paramètres de vents stellaires	9
2.3 Luminosité radio des objets étudiés	11
2.3.1 Densités de flux et indices spectraux	11
2.3.2 Luminosité radio	12
3 La variabilité de l'émission radio non-thermique	19
3.1 Observatoires radio	19
3.1.1 Very Large Array ou VLA [114]	20
3.1.2 Australia Telescope Compact Array ou ATCA [115]	21
3.1.3 Giant Metrewave Radio Telescope ou GMRT [116]	22
3.2 Photosphère radio	24
3.3 Considérations orbitales	35
3.4 Remarques	36
4 Perspectives pour de futures observations	37
4.1 HD 15558	37
4.2 δ Orionis A	41
4.3 σ Orionis AB	41
4.4 15 Monocetoris	41
4.5 WR 8	41
4.6 WR 11	42
4.7 WR 14	42
4.8 CD-47 4551	42
4.9 WR 21a	42
4.10 HD 93129 A	43
4.11 HD 93250	43

4.12 η Carinae	43
4.13 WR 39	43
4.14 WR 48	43
4.15 HD 124314	43
4.16 HD 150136	44
4.17 HD 151804	47
4.18 WR 78	47
4.19 WR 79a	47
4.20 HD 152623	47
4.21 WR 89	47
4.22 WR 90	48
4.23 WR 98	48
4.24 WR 98a	48
4.25 WR 104	48
4.26 WR 105	48
4.27 9 Sagittarii	49
4.28 WR 112	52
4.29 HD 167971	52
4.30 HD 168112	52
4.31 CEN 1a	52
4.32 CEN 1b	52
4.33 WR 125	52
4.34 HD 190603	52
4.35 WR 133	54
4.36 WR 137	55
4.37 WR 140	58
4.38 Cygnus OB2 #5	58
4.39 Cygnus OB2 #9	58
4.40 Cygnus OB2 #8A	58
4.41 Cygnus OB2-335	58
4.42 WR 146	59
4.43 WR 147	59
5 Résumé et conclusions	61
Liste des tableaux	65
Table des figures	65
Bibliographie	69

Chapitre 1

Introduction

Ce travail a pour sujet d'étude des systèmes multiples d'étoiles massives, et en particulier les systèmes capables d'accélérer des particules jusqu'à des vitesses relativistes. Ce chapitre introductif sera dédié à la présentation des étoiles massives et de leurs vents stellaires, ainsi qu'à une brève description de certains aspects de la physique des vents stellaires utiles dans le cadre de ce travail.

1.1 Les étoiles massives et leurs vents stellaires

Une étoile est considérée comme massive lorsque sa masse est plus de dix fois supérieure à la masse du Soleil. Ces étoiles massives, ou "early-type stars", sont principalement de type O, "early"-B et Wolf-Rayet (WR). Les étoiles de type O et B sont des étoiles chaudes et massives qui perdent leurs couches externes par de puissants vents stellaires. Les étoiles de type WR sont vraisemblablement la contrepartie évoluée des étoiles de type O et B ayant perdu, et perdant encore, une quantité très importante de matière par des vents stellaires pouvant atteindre un taux de perte de masse de 10^{-5} masses solaires par an.

Les étoiles massives possèdent des vents stellaires forts, pouvant atteindre une vitesse terminale de l'ordre de 2000 à 3000 km/s avec un taux de perte de masse allant jusqu'à $10^{-6} - 10^{-5}$ masses solaires par an. Cette perte de matière est générée par un champ de radiation intense, capable d'exercer une pression importante sur la matière contenue dans l'enveloppe stellaire extérieure. Ces considérations sont le point de départ de la théorie dite "CAK", du nom de ses auteurs, développée par Castor et al. en 1975 [1].

Selon cette théorie, le vent stellaire est considéré comme étant stationnaire. Il fut cependant montré en 1980 par Lucy et White qu'il existe des instabilités au sein de ce vent, dues à des perturbations dans la perte de masse. Ces perturbations provoquent des chocs hydrodynamiques et des "clumps" dans le vent. La présence de telles structures dans les vents produit différents phénomènes observationnels :

- des fluctuations statistiques de faible amplitude dans les raies d'émission dans le domaine visible (Eversberg et al. 1996 et 1998 [2, 3]),
- une émission thermique dans le domaine des rayons X due aux chocs hydrodynamiques entre les coquilles de plasma de vitesses de propagation différentes dans le vent (Feldmeier et al. 1997 [4]).

Un système binaire est un système constitué de deux étoiles orbitant autour de leur centre de masse commun. Certains systèmes peuvent également être triples, quadruples, etc. On parle en général de systèmes multiples. Selon des études récentes, il se pourrait que 50 à 70% des étoiles de notre galaxie soient membres d'un système binaire ou multiple (Rauw 2012 [5]), notamment parmi les étoiles de types O et WR, dont beaucoup sont confirmées binaires (Sana & Evans 2011 [6]). La présence d'un compagnon stellaire constitue généralement une source de variabilité observationnelle. Cette variabilité peut par exemple être liée simplement au mouvement orbital des étoiles du système, se traduisant notamment par des décalages spectraux de raies stellaires par effet Doppler (binaires spectroscopiques). De plus, l'interaction des vents stellaires entrant en collision entre deux étoiles donne lieu à des phénomènes physiques intéressants, parmi lesquels l'accélération de particules qui fait l'objet de ce travail.

1.2 L'émission radio des étoiles massives

La production d'émission radio et infra-rouge dans ces étoiles massives se déroule principalement dans l'enveloppe stellaire étendue, due au vent stellaire important, et est causée par une radiation libre-libre des électrons du plasma contenu dans cette enveloppe. Les électrons impliqués dans ce processus radiatif ont une distribution en énergie de type Maxwell-Boltzmann : il s'agit donc d'une émission de type thermique. La principale caractéristique de cette radiation thermique est le caractère continu de l'émission. De plus, la densité de flux S_ν de cette émission (généralement exprimée en mJy) est de la forme

$$S_\nu \div \nu^\alpha$$

à une fréquence ν , dont l'indice spectral α est de l'ordre de 0.6 pour un vent homogène, donc une perte de masse homogène, à symétrie sphérique (Panagia & Felli 1975 [7] et Wright & Barlow 1975 [8]). On peut ainsi en déduire que l'émission radio et infrarouge thermique est en relation directe avec le taux de perte de masse dans le cas des étoiles massives.

Il existe cependant des déviations de l'émission radio par rapport à ce comportement bien défini dans le cas de certaines étoiles massives. En effet, on peut dans certains cas observer un indice spectral significativement inférieur à 0.6, parfois même négatif, associé à une température de brillance de l'émission radio nettement plus élevée (de l'ordre de $10^6 - 10^7 K \gg 10^4 K$ dans le cas général), ainsi que d'éventuelles variations de flux et/ou d'indice spectral. Ces déviations suggèrent l'existence d'une radiation non-thermique, vraisemblablement de type synchrotron (White 1985 [9]).

Une émission synchrotron a lieu lorsqu'un électron relativiste, se déplaçant dans un champ magnétique, subissant donc une force de Lorentz orthogonale à la direction de ce champ, adopte un mouvement hélicoïdal, ce qui implique l'émission de photons. Pour qu'il y ait une émission radio synchrotron, il faut donc être en présence d'un champ magnétique et d'électrons relativistes.

On peut donc distinguer deux grands types d'émission radio, produits par des mécanismes très différents : l'un thermique (libre-libre), l'autre non-thermique (synchrotron). Il semblerait que les systèmes binaires ou de plus haute multiplicité soient les mieux adaptés pour expliquer la présence d'émission radio non-thermique par les étoiles massives, ce qui est en accord avec les observations qui montrent un grand nombre de ces étoiles dans de tels systèmes. De plus, l'imagerie à haute résolution de certains de ces systèmes a permis de résoudre spatialement l'émission synchrotron due à l'interaction des vents.

1.3 L'accélération des particules

Le mécanisme de Fermi de premier ordre, en présence de chocs hydrodynamiques, consiste en la transmission d'une quantité d'énergie donnée aux particules traversant le choc. Les particules accélérées sont susceptibles de traverser le choc à de nombreuses reprises, en raison d'interactions avec la turbulence magnétique de part-et-d'autre du choc provoquant un changement de direction de propagation de ces particules. Il s'agit donc d'un processus itératif, et chaque traversée d'un choc hydrodynamique entraîne une augmentation de l'énergie de la particule considérée (Blandford & Ostriker 1978 [11] et Bell 1978 I et II [12, 13]). Le spectre énergétique des particules relativistes peut ainsi s'écrire comme une loi de puissance

$$N(E) \propto E^{-n}.$$

Dans le cas des électrons, n , l'indice de la loi de puissance, peut s'écrire sous la forme

$$n = \frac{\chi+2}{\chi-1}$$

où χ est le taux de compression du choc hydrodynamique, pour lequel la pression du gaz en amont est négligeable par rapport à la pression du gaz en aval. Ce taux de compression peut s'écrire

$$\chi = \frac{\rho_{av}}{\rho_{am}} = \frac{v_{am}}{v_{av}} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$$

où ρ_{av} (respectivement ρ_{am}) et v_{av} (resp. v_{am}) représentent la densité et la vitesse du gaz en aval (resp. en amont), tandis que γ est le coefficient adiabatique. Ce coefficient adiabatique vaut $5/3$ dans le cas d'un gaz monoatomique, ce qui donne une valeur de χ de 4, et donc une valeur de l'indice de la loi de puissance du spectre des électrons relativistes égale à 2.

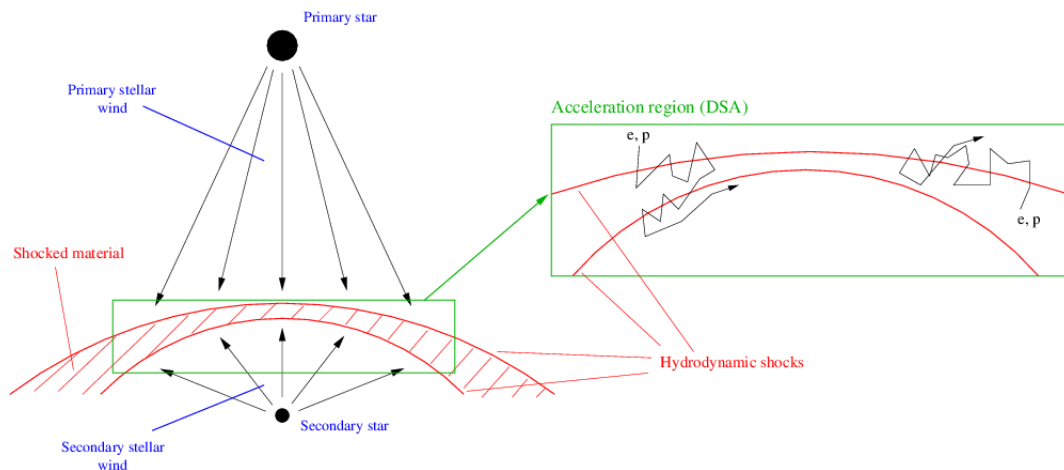


FIGURE 1.1: Représentation schématique du mécanisme de Fermi résultant en l'accélération des particules chargées dans un système binaire massif. DSA signifie "diffusive shock acceleration". [14]

Le mécanisme de Fermi de premier ordre, représenté schématiquement sur la figure 1.1, est ainsi un bon candidat pour expliquer la présence d'électrons relativistes, eux-mêmes responsables de la production du rayonnement radio synchrotron discuté dans la section précédente. De plus, ce mécanisme ne s'applique pas seulement aux électrons, mais à toute particule chargée, comme

les protons et les ions. Ce mécanisme est par conséquent vraisemblablement responsable de la production des rayons cosmiques.

Parmi les rayons cosmiques, on distingue les rayons cosmiques galactiques (accélérés dans des environnements internes à notre galaxie), des rayons cosmiques d'origine extragalactique. Les rayons cosmiques galactiques constituent une composante importante de l'environnement interstellaire, et leur origine a fait l'objet de multiples études. A l'heure actuelle, il est admis que les résidus de supernova sont les principaux responsables de la production de rayons cosmiques galactiques, et ce jusqu'à des énergies de l'ordre de plusieurs TeV (Drury 2012 [15] et Helder et al. 2012 [16]). Dans les résidus de supernova, le choc responsable de l'accélération des particules est formé par l'interaction de la matière expulsée à plusieurs milliers de km/s par la supernova, avec la matière interstellaire. Au-delà des TeV, ce sont les sources extragalactiques qui dominent (Hillas 1984 [17]).

1.4 Objectifs du travail

Ce travail sera axé selon trois objectifs principaux.

Il sera indispensable, dans un premier temps, de **déterminer et caractériser un échantillon** de systèmes binaires massifs accélérateurs de particules, et ce pour la première fois, en terme d'espace des paramètres couvert par ces objets, en complément des multiples études réalisées jusqu'à présent, pour la plupart centrées sur des systèmes individuels. Il s'agira donc de considérer les objets étudiés dans le cadre de ce travail comme définissant une classe d'objets, couvrant un domaine de paramètres de vents stellaires et orbitaux encore mal déterminé à ce jour.

Il nous faudra ensuite **identifier les informations manquantes** dans le cadre de l'étude de cette classe d'objets, et dont la détermination est cruciale en vue :

- de caractériser avec davantage de clarté l'espace des paramètres couvert par ces objets,
- d'améliorer ultérieurement notre compréhension des processus physiques d'accélération des particules et d'émission de rayonnement non-thermique des binaires massives avec collision de vents stellaires. En particulier, il serait intéressant, à terme, d'évaluer dans quelle mesure cette classe d'objets pourrait contribuer à la production de rayons cosmiques de basse énergie.

Enfin, nous allons **proposer une série de recommandations relatives à des études observationnelles** pouvant être menées sur ces objets, en insistant sur les observations destinées à apporter les informations dont le manque est le plus critique. Dans ce contexte, l'essentiel de la discussion sera centré sur l'émission radio de ces objets, et dans une certaine mesure sur des études dans les domaines visible et infrarouge.

Ainsi, le Chapitre 2 sera consacré à la description de l'échantillon étudié, aux travers des critères de sélection des objets membres de l'échantillon, de leur positionnement dans l'espace des paramètres et de leur luminosité radio ; le Chapitre 3 sera dédié à la variabilité du rayonnement radio non-thermique des objets de l'échantillon, via une brève discussion concernant quelques observatoires radio disponibles de par le monde, suivie de considérations photosphériques et orbitales pour les différents types spectraux rencontrés au sein de notre échantillon ; et enfin,

le Chapitre 4 sera constitué d'une section par objet membre de notre échantillon, dans laquelle seront succinctement décrites les différentes informations manquant à la bonne compréhension de ces systèmes, ainsi que des suggestions d'études observationnelles susceptibles de remédier à ce manque. Pour conclure ce travail, le Chapitre 5 consistera en un bref résumé de l'ensemble de la démarche et des résultats obtenus.

Chapitre 2

Description de l'échantillon étudié

2.1 Détermination de l'échantillon

L'échantillon étudié dans ce travail fut déterminé sur base des tables 1 et 2 de la review de M. De Becker (2007) [18] ainsi que de plusieurs autres documents plus récents complétant cette liste. Il a été fait abstraction de la distinction entre les étoiles de type O et les étoiles de type Wolf-Rayet car la physique au sein de ces deux types d'étoiles est la même, *a priori*. Seuls les paramètres stellaires sont légèrement différents. De plus, il est parfois difficile de différencier strictement ces deux catégories et on dénombre d'ailleurs des objets vraisemblablement en transition entre ces deux stades d'évolution.

Cet échantillon fut réalisé sur base de différents critères de sélection :

- la mesure d'un indice spectral radio suggérant la présence d'une émission radio non-thermique, soit, selon la convention adoptée ici, $\alpha \lesssim 0.3$,
- la présence d'une densité de flux très élevée en comparaison à une émission thermique pure, puisque l'émission synchrotron représente une composante additionnelle au flux total,
- une variabilité non-négligeable du flux radio, totalement incompatible avec l'émission thermique *a priori* stable d'un vent stellaire individuel,
- et enfin la détection de rayonnement non-thermique dans le domaine des hautes énergies, raison pour laquelle η Carinae, dont l'enveloppe très épaisse absorbe tout rayonnement radio synchrotron potentiel, se retrouve dans notre échantillon.

Un critère plus sélectif fut également d'inclure tout système dans lequel il fut possible de résoudre spatialement la zone de collision des vents et y associer une émission radio distincte de l'émission thermique des vents stellaires individuels.

Les identifiants, types spectraux et statuts de multiplicité des systèmes constituant l'échantillon étudié sont détaillés dans le tableau 1.1 présenté ci-après. Les types spectraux nous permettront de déterminer les valeurs des différents paramètres des vents stellaires étudiés par la suite, tandis que les distances nous seront utiles pour le calcul de la luminosité radio. Les statuts de multiplicité, périodes et coordonnées seront exploitées lorsque nous envisagerons des projets d'observations futures. Toutes ces informations furent recueillies dans la littérature, à l'exception des coordonnées obtenues via la base de données astronomiques SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad>). Les symboles B, T, Q et M représentent respectivement les systèmes binaires, triples, quadruples et multiples. Un symbole d'interrogation signifie que l'information à laquelle il se rapporte est inconnue ou non-confirmée.

#	ID usuel	Multiplicité	Type spectral	Période	AD	DEC	Distance (pc)	Références
1	HD 15558	B (T?)	O5.5III(F) + O7V	442j	02 32 42.54	+61 27 21.58	2300	[19, 50]
2	δ Ori A	T	(O9.5III + B0.5III) + B?	5.735j / > 100 ans	05 32 00.40	-00 17 56.74	360	[20, 21, 51, 52]
3	σ Ori AB	M	O9.5V + B0.5V (+ OBs?)	?	05 38 44.78	-02 36 00.12	440	[22, 53]
4	15 Mon	B	O7V(F) + O9.5Vn	25.3 ans	06 40 58.66	+09 53 44.72	950	[23, 54]
5	WR 8	B	WN7 + WC(?)	38.4j ; 115j	07 44 58.22	-31 54 29.55	3470	[24, 55, 56]
6	WR 11	B	WC8 + O7.5	78.53j	08 09 31.95	-47 20 11.71	350	[25, 26, 57, 58]
7	WR 14	B?	WC7	?	08 54 59.17	-47 35 32.68	2000	[24, 27]
8	CD-47 4551	?	O5If	-	08 57 54.62	-47 44 15.73	1300	[28, 59]
9	WR 21a	B	O3F*/WN6ha + O4	32.673j	10 25 56.50	-57 48 43.5	3000	[29, 60]
10	HD 93129 A	B	O2If* + O3.5V?	?	10 43 57.40	-59 32 52.31	2000	[30, 61]
11	HD 93250	B	O4III + O4III	> 100j	10 44 45.03	-59 33 54.68	2350	[31, 62]
12	η Car	B	? + ?	2022.7j	10 45 03.59	-59 41 04.26	2350	[31, 63]
13	WR 39	B?	WC7	?	11 06 18.70	-61 14 18.3	5700	[32, 33]
14	WR 48	T	(WC5 + O6-7V) + O1?	19.138j / ?	13 08 07.15	-65 18 21.68	2400	[33, 64, 65]
15	HD 124314	B?	O6V(n)((F))	?	14 15 01.61	-61 42 24.38	1000	[28, 66]
16	HD 150136	T	(O3-3.5V((F)) + O5.5-6V((F))) + O6.5-7V((F))	2.675j / 8.2 ans	16 41 20.42	-48 45 46.75	1320	[34, 67]
17	HD 151804	?	O8Iaf	-	16 51 33.72	-41 13 49.93	1675	[35, 59]
18	WR 78	?	WN7h	-	16 52 19.25	-41 51 16.26	1600	[24, 36]
19	WR 79a	B	WN9ha + ?	de nombreuses années	16 54 58.51	-41 09 03.10	1600	[36, 68]
20	HD 152623	T	(O7V((F)) + OB?) + OB?	3.9j / ?	16 56 15.03	-40 39 35.81	1600	[36, 68]
21	WR 89	B	WN8h + OB	?	17 19 00.52	-38 48 51.25	3300	[24, 37]
22	WR 90	?	WC7	-	17 19 29.90	-45 38 23.88	1640	[24, 69]
23	WR 98	B	WN7/WC + O8-9	48.7j	17 37 13.75	-33 27 55.98	1900	[38]
24	WR 98a	B	WC9 + OB?	565j	17 41 12.90	-30 32 29	1900	[39]
25	WR 104	?	WC9 + B0.5V	220j	18 02 04.13	-23 37 42.0	1600	[40, 42]
26	WR 105	?	WN9h	-	18 02 23.45	-23 34 37.5	1580	[24]
27	9 Sgr	B	O3.5V((F)) + O5V	8.6 ans	18 03 52.45	-18 58 42.3	4150	[41, 71]
28	WR 112	B?	WC9 + ?	?	18 16 33.49	-12 14 33.29	1700	[24, 72]
29	HD 167971	T	(O6-7V + O6-7V) + O8I	3.321j / 20 ans	18 18 05.89	-12 06 23.37	1700	[42, 73]
30	HD 168112	B?	O5.5III(F) (+OB?)	> 1 an	18 18 40.87	-16 10 44.40	2100	[42, 74]
31	CEN 1a	B	O4V + ?	?	18 20 29.90	-16 10 44.40	2100	[43]
32	CEN 1b	B	O4V + ?	?	18 20 29.81	-16 10 45.67	2100	[43]
33	WR 125	B	WC7 + O9III	> 15 ans	19 28 15.62	+19 33 21.4	1990	[32, 75, 76]
34	HD 190603	?	B1.5Ia	-	20 04 36.18	+32 13 06.95	1500	[44, 45, 59]
35	WR 133	B	WN5 + O9I	112.4j	20 05 57.32	+35 47 18.15	2140	[24, 77]
36	WR 137	B	WC7 + O9V-III	13.05 ans	20 14 31.77	+36 39 39.60	1700	[46, 78]
37	WR 140	B	WC7 + O5	7.9 ans	20 20 27.98	43 51 16.28	1810	[47, 79]
38	Cyg OB2 #5	Q	(WN9 + O6-7Ia) + OB? + B0V	6.598j / 6.7 ans / > 9000 ans	20 32 22.42	41 18 18.96	1700	[46, 80, 81, 82]
39	Cyg OB2 #9	B	O5I + O6-7I	2.4 ans	20 33 10.74	+41 15 08.21	1700	[46, 83]
40	Cyg OB2 #8A	B	O6If + O5.5III(F)	21.908j	20 33 15.08	+41 18 50.48	1700	[46, 84]
41	Cyg OB2-335	B	O7V + O9V	quelques jours?	20 34 29.60	+41 31 45.54	1700	[46, 85]
42	WR 146	B (T?)	WC6 + O8?	de nombreuses années?	20 35 47.08	+41 22 44.6	1200	[48, 86, 87]
43	WR 147	B	WN8 + B0.5V	de nombreuses années?	20 36 43.64	+40 21 07.6	650	[49, 88]

TABLE 2.1: Catalogue des étoiles massives accélératrices de particules, classées par ascension droite croissante, avec type spectral et information sur la multiplicité

2.2 Positionnement des objets de l'échantillon dans l'espace des paramètres de vents stellaires

Nous savons que la puissance cinétique d'un vent stellaire est liée au taux de perte de masse de l'étoile et à la vitesse terminale de ce vent par la relation

$$P_{cin} = \frac{1}{2} \dot{M} v_{\infty}^2.$$

Cette puissance cinétique est la source de l'énergie, via la collision des vents dans les systèmes multiples, transmise aux particules lors de leur accélération. Il est donc intéressant, dans un premier temps, d'évaluer la position des étoiles de notre échantillon dans l'espace des paramètres de vent stellaire $\dot{M} - v_{\infty}$ de manière à évaluer comment s'y distribuent les objets qui ont prouvé leur aptitude à accélérer des particules. Puisqu'il s'agit ici d'une approche qualitative approximative, nous ne tiendrons compte que des paramètres associés aux étoiles primaires des systèmes, que nous connaissons souvent mieux que les secondaires, et qui sont généralement dominantes. De cette façon, nous obtenons une erreur dans la mesure de la puissance cinétique totale de départ, dans le pire des cas, d'un facteur deux.

Pour les étoiles de type O, excepté HD 93129A, j'ai exploité le travail réalisé par Muijres et al. en 2012 [89]. L'étude réalisée par ces auteurs a conduit notamment à la prédiction de valeurs du taux de perte de masse d'étoiles O de différents types spectraux, et de différentes classes de luminosité.

Les paramètres des étoiles de types WC et WN sont tirés respectivement des travaux réalisés par Sander et al. en 2012 [90] et par Crowther en 2007 [91], où le taux de perte de masse est calculé sur base d'un facteur de remplissage de 0.1 et les vitesses terminales sont tirées de travaux précédents quand elles étaient disponibles ou interpolées pour les étoiles non encore étudiées.

Les informations concernant les étoiles HD 93129A, η Carinae et HD 190603 sont tirées respectivement des études de Lamers et al. en 1993 [92], Pittard et al. en 2002 [93] et Clark et al. en 2012 [94]. La première de ces études tire le taux de perte de masse d'une étoile de son émission radio thermique et de sa raie H_{α} , tandis que les vitesses des vents sont tirées d'études précédentes. La seconde étudie le cas spécifique d' η Carinae et obtient ses paramètres de vents par des ajustements de modèles hydrodynamiques de collision de vents à des spectres dans le domaine des rayons X. Enfin, les paramètres de vents de la seule étoile de type B de mon échantillon, HD 190603, sont obtenus par comparaisons photométriques et spectrométriques à des objets apparemment proches en termes d'évolution stellaire, ainsi qu'à des modèles théoriques d'évolution.

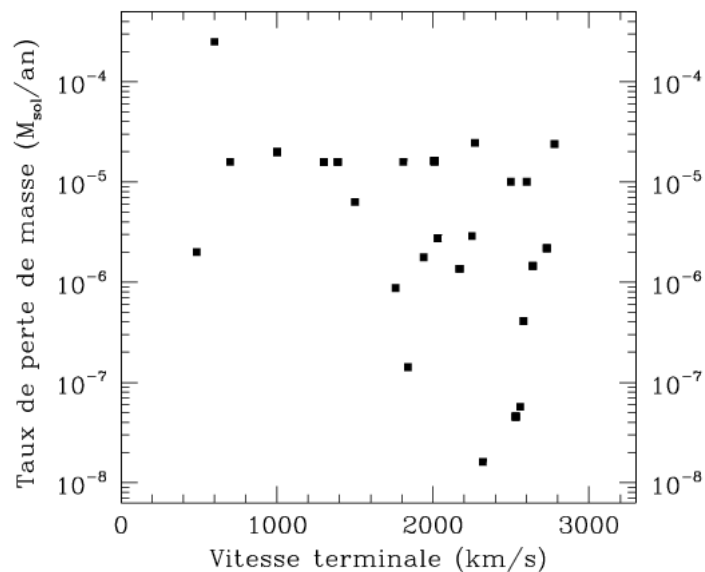
Lorsque seules les vitesses de libération (v_{lib}) étaient disponibles dans la littérature, j'ai calculé les vitesses terminales suivant la formule empirique exploitée notamment par Vink et al. (2001) :

$$v_{\infty} = 2.6 v_{lib}$$

Le tableau 2.2 reprend l'ensemble des paramètres des vents stellaires (taux de perte de masse et vitesse terminale) pour les différents systèmes de notre échantillon ainsi que la valeur de la puissance cinétique associée. Ces résultats sont également présentés dans la figure 2.1. On peut

#	ID usuel	v_{∞} (km/s)	$\text{Log}(\dot{M})$	P_{cin} (erg/s)	Références
1	HD 15558	2170	-5.867	$2.01 \cdot 10^{36}$	[89]
2	δ Ori A	1840	-6.848	$1.52 \cdot 10^{35}$	[89]
3	σ Ori AB	2320	-7.793	$2.73 \cdot 10^{34}$	[89]
4	15 Mon	2530	-7.340	$9.20 \cdot 10^{34}$	[89]
5	WR 8	1300	-4.800	$8.44 \cdot 10^{36}$	[91]
6	WR 11	1810	-4.800	$1.64 \cdot 10^{37}$	[90]
7	WR 14	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
8	CD-47 4551	2030	-5.561	$3.55 \cdot 10^{36}$	[89]
9	WR 21a	2500	-5.000	$1.97 \cdot 10^{37}$	[91]
10	HD 93129 A	2600	-5.000	$2.12 \cdot 10^{37}$	[92]
11	HD 93250	2250	-5.540	$4.61 \cdot 10^{36}$	[89]
12	η Car	600	-3.602	$2.84 \cdot 10^{37}$	[93]
13	WR 39	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
14	WR 48	2780	-4.620	$5.84 \cdot 10^{37}$	[90]
15	HD 124314	2580	-6.386	$8.66 \cdot 10^{35}$	[89]
16	HD 150136	2730	-5.660	$5.14 \cdot 10^{36}$	[89]
17	HD 151804	1760	-6.058	$8.57 \cdot 10^{35}$	[89]
18	WR 78	1300	-4.800	$8.44 \cdot 10^{36}$	[91]
19	WR 79a	1300	-4.800	$8.44 \cdot 10^{36}$	[91]
20	HD 152623	2530	-7.340	$9.20 \cdot 10^{34}$	[89]
21	WR 89	1000	-4.700	$6.29 \cdot 10^{36}$	[91]
22	WR 90	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
23	WR 98	1300	-4.800	$8.44 \cdot 10^{36}$	[91]
24	WR 98a	1390	-4.800	$9.66 \cdot 10^{36}$	[90]
25	WR 104	1390	-4.800	$9.66 \cdot 10^{36}$	[90]
26	WR 105	1300	-4.800	$8.44 \cdot 10^{36}$	[91]
27	9 Sgr	2730	-5.660	$5.14 \cdot 10^{36}$	[89]
28	WR 112	1390	-4.800	$9.66 \cdot 10^{36}$	[90]
29	HD 167971	2560	-7.243	$1.18 \cdot 10^{35}$	[89]
30	HD 168112	2170	-5.867	$2.01 \cdot 10^{36}$	[89]
31	CEN 1a	2640	-5.836	$3.21 \cdot 10^{36}$	[89]
32	CEN 1b	2640	-5.836	$3.21 \cdot 10^{36}$	[89]
33	WR 125	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
34	HD 190603	485	-5.700	$1.48 \cdot 10^{35}$	[94]
35	WR 133	1500	-5.200	$4.48 \cdot 10^{36}$	[91]
36	WR 137	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
37	WR 140	2010	-4.790	$2.07 \cdot 10^{37}$	[90]
38	Cyg OB2 #5	700	-4.800	$2.45 \cdot 10^{36}$	[91]
39	Cyg OB2 #9	2030	-5.561	$3.55 \cdot 10^{36}$	[89]
40	Cyg OB2 #8A	1940	-5.751	$2.11 \cdot 10^{36}$	[89]
41	Cyg OB2-335	2530	-7.340	$9.20 \cdot 10^{34}$	[89]
42	WR 146	2270	-4.610	$3.99 \cdot 10^{37}$	[90]
43	WR 147	1000	-4.700	$6.29 \cdot 10^{36}$	[91]

TABLE 2.2: Paramètres des vents stellaires

FIGURE 2.1: \dot{M} en fonction de v_∞

y voir qu'il semble nécessaire d'atteindre un certain taux de perte de masse, à vitesse terminale faible, pour qu'il nous soit possible d'observer un rayonnement radio non-thermique depuis la Terre. Par contre, à partir d'une certaine vitesse terminale, les objets présentant ce type de rayonnement couvrent une large gamme de valeurs du taux de perte de masse. Le "trou" présent à faibles taux de perte de masse et vitesse terminale pourrait vraisemblablement être occupé par des étoiles de type B, dont les paramètres de vents sont insuffisants à la détection de tout rayonnement synchrotron potentiellement émis dans la zone de collision des vents.

2.3 Luminosité radio des objets étudiés

2.3.1 Densités de flux et indices spectraux

L'émission radio synchrotron est de type non-thermique, caractérisée par un indice spectral, selon la convention adoptée pour ce travail, inférieur ou proche de 0.3. Rappelons que cet indice spectral α est défini de telle sorte que

$$S_\nu \propto \nu^\alpha$$

S_ν étant la densité de flux à une fréquence ν donnée.

Il m'a donc fallu, à ce stade, explorer la littérature à la recherche de mesures de densités de flux observées à une même date et à deux fréquences distinctes pour chacun des systèmes de l'échantillon, de manière à calculer l'indice spectral correspondant par la relation

$$\alpha = \frac{\log(S_{\nu_i}/S_{\nu_j})}{\log(\nu_i/\nu_j)},$$

ceci afin de calculer par la suite une luminosité synchrotron correspondante, et ainsi avoir une idée de la quantité d'énergie injectée dans les électrons relativistes et donc de l'efficacité de nos objets à accélérer des particules.

Notons ici deux types de complications rencontrées. En effet, ces systèmes stellaires étant pour la plupart excentriques, les conditions physiques dans la zone de collision des vents changent parfois considérablement avec le cycle orbital, ce qui amène une variation intrinsèque du rayonnement synchrotron. Toujours dans une optique plus qualitative que quantitative, j'ai sélectionné des mesures faites au plus près du maximum de luminosité synchrotron, soit lorsque les étoiles d'un système sont au plus proche de leur périastre. Ce qui introduit un deuxième type de complication de par la plus grande densité des vents dans la zone de collision dans ce cas, ce qui implique une plus grande absorption de l'émission synchrotron, qui va en augmentant en fonction de la longueur d'onde observée. Ce problème est particulièrement présent dans le cas des binaires à plus courte période. Pour pallier cette complication, je calcule l'indice spectral à partir des densités de flux observées à plus faibles longueurs d'onde, soit 3.6 cm et 6 cm (respectivement 8.46 GHz et 4.86 GHz), lorsque de telles mesures sont disponibles, exploitant les mesures faites à 2 cm (15GHz), puis à 20 cm (1.46 GHz), au besoin.

Le tableau 1.3 reprend l'ensemble des données que j'ai collectées. Lorsqu'il n'existe pas de mesures effectuées à plusieurs fréquences différentes, ou que celles-ci ne sont pas assez précises, j'ai pris comme convention d'adopter un indice spectral de 0.0, de manière à ce qu'il soit nettement non-thermique, tout en restant raisonnable.

2.3.2 Luminosité radio

A partir de ces valeurs collectées dans la littérature, nous pouvons, comme mentionné précédemment, calculer la luminosité radio des étoiles de l'échantillon. Partant des mesures de densités de flux à une longueur d'onde donnée, il est possible de calculer le flux total sur un intervalle de fréquence donnée.

$$S = \int_{\nu_1}^{\nu_2} S_\nu d\nu$$

Sachant que le spectre radio est une loi de puissance caractérisée par l'indice spectral α , il est possible d'écrire :

$$S = \frac{S_{\nu'}}{\nu'^\alpha} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^\alpha d\nu$$

où ν' est une fréquence à laquelle nous avons une mesure de la densité de flux. En intégrant cette expression, on obtient :

$$S = \frac{S_{\nu'}}{(\alpha+1)\nu'^\alpha} (\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}).$$

En introduisant finalement le facteur de conversion :

$$1\text{mJy} = 10^{-26} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$$

et en multipliant les deux membres de l'égalité par $4\pi d^2$, on obtient l'expression de la luminosité radio en unités cgs intégrée entre deux fréquences ν_1 et ν_2 :

$$L_{radio} = 4\pi d^2 10^{-26} \frac{S_{\nu'}}{(\alpha+1)\nu'^\alpha} (\nu_2^{\alpha+1} - \nu_1^{\alpha+1}).$$

Pour cette étude de la luminosité, deux éléments de mon échantillon seront mis de côté. En effet, WR 89 est supposée accélératrice de particules, de par la grande variabilité de sa densité de flux radio, mais présente un indice spectral de type thermique, comme on peut le voir dans le tableau 1.3. De ce fait, il n'entre pas dans les critères choisis ici pour l'étude de la luminosité

#	ID usuel	$S_{\nu_1=15}(\text{mJy})$	$S_{\nu_2=8.46}(\text{mJy})$	$S_{\nu_3=4.86}(\text{mJy})$	$S_{\nu_4=1.46}(\text{mJy})$	α	Références
1	HD 15558	-	-	0.5 ± 0.1	-	~ 0.0	[95]
2	δ Ori A	-	-	0.37 ± 0.12	-	~ 0.0	[95]
3	σ Ori AB	1.7	-	1.78	1.0	-0.04	[53]
4	15 Mon	< 0.4	-	0.4 ± 0.13	-	~ 0.0	[53]
5	WR 8	-	0.28 ± 0.03	0.22 ± 0.04	-	0.22 ± 0.04	[38]
6	WR 11	-	32.2 ± 0.63	26.5 ± 0.28	9.23 ± 0.13	0.3 ± 0.1	[33, 96]
7	WR 14	-	0.26 ± 0.1	0.46 ± 0.1	-	-1.0 ± 0.1	[33, 96]
8	CD-47 4551	-	1.77 ± 0.05	2.98 ± 0.05	3.8 ± 0.4	-0.89 ± 0.06	[28, 99]
9	WR 21a	-	< 0.3	0.25 ± 0.06	-	~ 0.0	[29]
10	HD 93129 A	-	2.0 ± 0.2	4.1 ± 0.4	-	-1.28	[28, 97]
11	HD 93250	-	1.36 ± 0.17	< 3.57	-	~ 0.0	[98]
12	η Car	-	-	-	-	-	-
13	WR 39	-	0.70 ± 0.11	0.87 ± 0.11	0.73 ± 0.25	-0.39	[33]
14	WR 48	-	1.64 ± 0.11	2.06 ± 0.11	-	-0.41	[33]
15	HD 124314	-	2.71 ± 0.08	4.50 ± 0.07	-	-0.87 ± 0.06	[99]
16	HD 150136	-	2.61 ± 0.03	5.57 ± 0.03	2.28 ± 0.4	-1.29 ± 0.03	[28, 99]
17	HD 151804	-	~ 0.8	~ 0.75	-	0.06 ± 0.11	[100]
18	WR 78	-	~ 1.05	~ 1.1	-	0.41 ± 0.08	[100]
19	WR 79a	-	~ 0.9	~ 0.8	-	0.21	[100]
20	HD 152623	-	~ 0.18	~ 0.3	-	-0.94 ± 0.2	[100]
21	WR 89	-	3.0 ± 0.1	1.9 ± 0.2	-	0.81	[101]
22	WR 90	-	1.10 ± 0.11	1.09 ± 0.11	-	0.01	[33]
23	WR 98	-	1.09 ± 0.05	0.94 ± 0.06	-	0.26 ± 0.14	[38]
24	WR 98a	0.64 ± 0.11	0.62 ± 0.05	-	-	0.05	[102]
25	WR 104	1.02 ± 0.12	0.87 ± 0.06	-	-	0.27	[102]
26	WR 105	-	3.75 ± 0.15	4.39 ± 0.15	-	-0.3 ± 0.2	[33, 96]
27	9 Sgr	-	1.6 ± 0.4	2.8 ± 0.4	4.5 ± 1.2	-1.1 ± 0.6	[103]
28	WR 112	-	4.07 ± 0.06	3.75 ± 0.08	2.3 ± 0.3	0.14	[102]
29	HD 167971	-	8.9 ± 0.2	12.1 ± 0.3	-	-0.58	[104]
30	HD 168112	1.3 ± 0.1	-	5.4 ± 0.1	0.2 ± 0.3	-0.8 ± 0.5	[95, 105]
31	CEN 1a	-	2.58 ± 0.05	2.69 ± 0.09	-	-0.1 ± 0.1	[106]
32	CEN 1b	-	0.80 ± 0.05	1.15 ± 0.09	-	-0.7 ± 0.2	[106]
33	WR 125	0.8	-	1.5	-	-0.5 ± 0.2	[107, 108]
34	HD 190603	0.7 ± 0.2	0.7 ± 0.1	0.58 ± 0.06	-	0.34	[112]
35	WR 133	-	0.27 ± 0.03	0.38 ± 0.08	-	-0.65 ± 0.42	[38]
36	WR 137	-	-	-	-	0.0 ± 0.2	[75]
37	WR 140	18.4 ± 0.19	22.66 ± 0.07	27.4 ± 0.07	26.37 ± 0.07	-0.34	[109]
38	Cyg OB2 #5	-	8.08 ± 0.24	7.21 ± 0.22	-	0.20	[81]
39	Cyg OB2 #9	-	7.6 ± 0.2	8.0 ± 0.2	-	-0.09	[110]
40	Cyg OB2 #8A	-	1.12 ± 0.18	1.21 ± 0.28	-	-0.14	[111]
41	Cyg OB2-335	-	1.6 ± 0.3	1.3 ± 0.1	3.6 ± 0.7	-0.8 ± 0.4	[113]
42	WR 146	-	-	33 ± 4	67 ± 6	-0.61	[113]
43	WR 147	57.4 ± 0.3	45.4 ± 0.1	38.4 ± 0.1	-	0.30	[113]

TABLE 2.3: Densités de flux et indices spectraux

radio synchrotron, qui est une émission de type non-thermique. Le deuxième élément mis de côté est WR 137, pour la simple raison qu'il nous est impossible de le prendre en compte de par l'absence de mesure de densité de flux disponible dans la littérature, valeur indispensable pour le calcul de la luminosité.

Les bornes d'intégration en longueur d'onde choisies pour le calcul de la luminosité furent 1 cm pour la borne inférieure, ce qui correspond approximativement à la borne inférieure du rayonnement radio non-thermique, et 20 cm comme borne supérieure. Cette valeur est quelque peu arbitraire, puisqu'elle ne correspond pas à la borne supérieure de ce rayonnement, qui peut potentiellement aller jusqu'à des longueurs d'onde de l'ordre du mètre. Il s'agit toutefois d'une borne au-dessus de laquelle une grande proportion du rayonnement synchrotron est absorbée par les vents stellaires entourant la zone de choc inter-vents. Elle représente donc en quelque sorte une borne supérieure d'observation, à l'heure actuelle. De plus, j'ai effectué les mêmes calculs de luminosité en prenant une borne supérieure de 50 cm et de 90 cm, ce qui n'eut qu'un effet négligeable sur la valeur de la luminosité radio, si ce n'est pour quelques objets de l'échantillon, qui possèdent un indice spectral fortement négatif.

Le tableau 1.4 reprend les différents éléments dont nous avons besoin pour le calcul de la luminosité radio, ainsi que la valeur calculée de cette luminosité. La valeur de la densité de flux sélectionnée pour ce calcul est celle à la longueur d'onde 3.6 cm lorsqu'elle était disponible, et à 6 cm quand ce n'était pas le cas. La dernière colonne du tableau contient le rapport entre cette luminosité et la puissance cinétique, calculée dans le point 2.2 de ce travail. On remarque que ce rapport couvre un large domaine, allant de $\sim 10^{-9}$ à $\sim 10^{-6}$. Toutefois, si on exclut les deux objets au stade d'évolution particulier (η Car et HD 190603), on constate que ce rapport couvre moins de deux ordres de grandeur pour une puissance cinétique donnée.

Ce rapport peut être défini comme une sorte de facteur d'efficacité de transfert de la puissance cinétique en luminosité synchrotron. De fait, ce transfert d'énergie s'effectue en plusieurs étapes successives, et à chacune de ces étapes l'efficacité du transfert n'est pas de 100%. En effet, la puissance cinétique est calculée pour la totalité du vent de l'étoile. Or, seulement une petite partie du vent stellaire est éjectée dans la direction de la collision des vents. De cette partie qui entre en collision, seulement une fraction des particules chargées est diffusée à plusieurs reprises à travers le choc hydrodynamique et subit ainsi une accélération suffisante. Parmi ces particules devenues relativistes, seules certaines sont des électrons, dont seulement une faible proportion va donner lieu à une émission synchrotron. Ces nombreuses pertes dans le processus expliquent l'amplitude modeste de ce facteur d'efficacité.

On peut observer sur la figure 2.2 une légère tendance à l'augmentation de la luminosité radio avec la puissance cinétique, ce qui semble logique au vu de la plus grande énergie transférée aux vents stellaires. *A contrario*, la figure 2.3 semble indiquer que le facteur d'efficacité diminue avec la puissance cinétique, ce qui pourrait être dû à la plus grande capacité d'absorption des vents plus denses associés à une puissance cinétique plus élevée.

Il est cependant important de remarquer que les informations sur lesquelles sont basées ces tendances, et par conséquent ces tendances elles-mêmes, méritent d'être considérées avec quelques précautions. En effet, pour la plupart des objets de l'échantillon, ces résultats ne reposent que sur un nombre restreint d'observations, à une époque donnée, alors même que les grandeurs étudiées peuvent être variables dans le temps. Il serait donc intéressant de réaliser de nouvelles

#	ID usuel	S_ν (mJy)	α	Distance (pc)	$L_{radio}(erg\ s^{-1})$	$\frac{L_{radio}}{P_{cin}}$
1	HD 15558	0.5	0.0	2300	$6.80\ 10^{28}$	$3.38\ 10^{-8}$
2	δ Ori A	0.37	0.0	360	$1.23\ 10^{27}$	$8.09\ 10^{-9}$
3	σ Ori AB	1.78	-0.04	440	$8.61\ 10^{27}$	$3.15\ 10^{-7}$
4	15 Mon	0.4	0.0	950	$9.29\ 10^{27}$	$1.01\ 10^{-7}$
5	WR 8	0.28	0.22	3470	$9.14\ 10^{28}$	$1.08\ 10^{-8}$
6	WR 11	32.2	0.3	350	$1.09\ 10^{29}$	$6.64\ 10^{-9}$
7	WR 14	0.26	-1.0	2000	$2.88\ 10^{28}$	$1.39\ 10^{-9}$
8	CD-47 4551	1.77	-0.89	1300	$7.97\ 10^{28}$	$2.25\ 10^{-8}$
9	WR 21a	0.25	0.0	3000	$5.79\ 10^{28}$	$2.94\ 10^{-9}$
10	HD 93129 A	2.0	-1.28	2000	$2.51\ 10^{29}$	$1.18\ 10^{-8}$
11	HD 93250	1.36	0.0	2350	$1.93\ 10^{29}$	$4.19\ 10^{-8}$
12	η Car	-	-	2350	-	-
13	WR 39	0.70	-0.39	5700	$5.63\ 10^{29}$	$2.72\ 10^{-8}$
14	WR 48	1.64	-0.41	2400	$2.34\ 10^{29}$	$4.00\ 10^{-9}$
15	HD 124314	2.71	-0.87	1000	$7.18\ 10^{28}$	$8.29\ 10^{-8}$
16	HD 150136	2.61	-1.29	1320	$1.43\ 10^{29}$	$2.78\ 10^{-8}$
17	HD 151804	0.8	0.06	1675	$5.84\ 10^{28}$	$6.81\ 10^{-8}$
18	WR 78	1.05	0.41	1600	$7.74\ 10^{28}$	$9.16\ 10^{-9}$
19	WR 79a	0.9	0.21	1600	$6.23\ 10^{28}$	$7.37\ 10^{-9}$
20	HD 152623	0.18	-0.94	1600	$1.25\ 10^{28}$	$1.36\ 10^{-7}$
21	WR 89	3.0	0.81	3300	-	-
22	WR 90	1.10	0.01	1640	$7.63\ 10^{28}$	$3.69\ 10^{-9}$
23	WR 98	1.09	0.26	1900	$1.08\ 10^{29}$	$1.28\ 10^{-8}$
24	WR 98a	0.62	0.05	1900	$5.82\ 10^{28}$	$6.02\ 10^{-9}$
25	WR 104	0.87	0.27	1600	$6.12\ 10^{28}$	$6.34\ 10^{-9}$
26	WR 105	3.75	-0.3	1580	$2.32\ 10^{29}$	$2.75\ 10^{-8}$
27	9 Sgr	1.6	-1.1	1580	$1.15\ 10^{29}$	$2.24\ 10^{-8}$
28	WR 112	4.07	0.14	4150	$1.86\ 10^{30}$	$1.93\ 10^{-7}$
29	HD 167971	8.9	-0.58	1700	$6.44\ 10^{29}$	$5.46\ 10^{-6}$
30	HD 168112	5.4	-0.8	1700	$2.61\ 10^{29}$	$1.30\ 10^{-7}$
31	CEN 1a	2.58	-0.1	2100	$2.88\ 10^{29}$	$8.97\ 10^{-8}$
32	CEN 1b	0.80	-0.7	2100	$8.98\ 10^{28}$	$2.80\ 10^{-8}$
33	WR 125	1.5	-0.5	1990	$1.12\ 10^{29}$	$5.41\ 10^{-9}$
34	HD 190603	0.7	0.34	1500	$4.42\ 10^{28}$	$2.99\ 10^{-7}$
35	WR 133	0.27	-0.65	2140	$3.12\ 10^{29}$	$6.96\ 10^{-9}$
36	WR 137	-	0.0	1700	-	-
37	WR 140	22.66	-0.34	1810	$1.84\ 10^{30}$	$8.89\ 10^{-8}$
38	Cyg OB2 #5	8.08	0.20	1700	$6.29\ 10^{29}$	$2.57\ 10^{-7}$
39	Cyg OB2 #9	7.6	-0.09	1700	$5.56\ 10^{29}$	$1.57\ 10^{-7}$
40	Cyg OB2 #8A	1.12	-0.14	1700	$8.14\ 10^{28}$	$3.86\ 10^{-8}$
41	Cyg OB2-335	1.6	-0.8	1700	$1.20\ 10^{29}$	$1.30\ 10^{-6}$
42	WR 146	33	-0.61	1200	$8.51\ 10^{29}$	$2.13\ 10^{-8}$
43	WR 147	45.4	0.30	650	$5.32\ 10^{29}$	$8.46\ 10^{-8}$

TABLE 2.4: Luminosité radio synchrotron

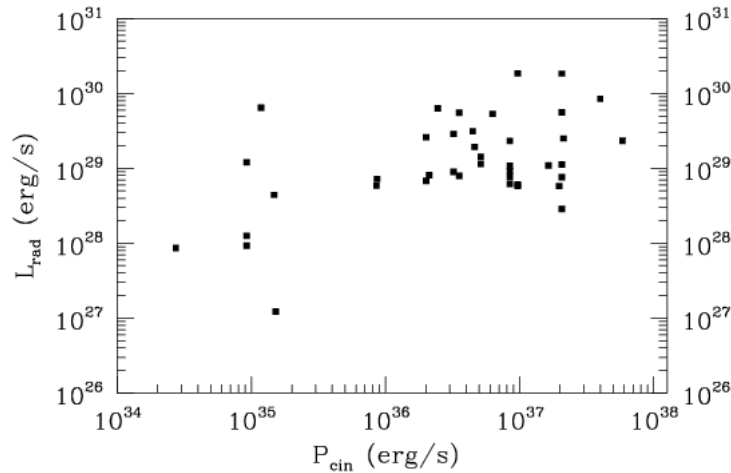


FIGURE 2.2: Relation entre la luminosité radio et la puissance cinétique

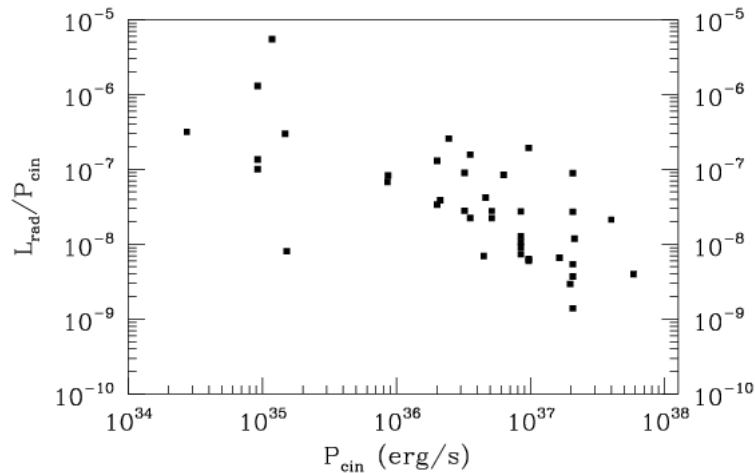


FIGURE 2.3: Relation entre le facteur d'efficacité et la puissance cinétique

observations pour confirmer ces résultats. Il est également bon de constater que ceux-ci sont établis sur base de quantités mesurées et non intrinsèques aux processus d'émission de rayonnement radio synchrotron, donc par conséquent fortement affectées par les phénomènes d'absorption, qui peuvent même parfois s'avérer dominants. De plus, le calcul de la luminosité radio se base sur l'indice spectral mesuré, qui n'est pas lié uniquement à l'émission radio synchrotron. Enfin, les mesures sont affectées par l'émission radio thermique des vents stellaires. Il faudrait donc, idéalement, déduire de ces luminosités calculées les contributions thermiques, ce qui nécessiterait de connaître bon nombre d'informations concernant toutes les composantes de chacun des systèmes étudiés, et se révélerait par conséquent bien plus ardu.

L'estimation de ce facteur d'efficacité radio demeure donc encore très approximative, mais elle présente un intérêt significatif à deux niveaux :

- tout d'abord, cette estimation nous fournit une première information relative au bilan énergétique des processus impliqués, et ce pour toute une classe d'objets ;
- ensuite, cette estimation est utile en vue d'anticiper de manière très approximative le flux

radio escompté pour un objet de classification spectrale donnée, et pour lequel aucune mesure n'aurait été effectuée. Cela pourrait s'avérer utile pour préparer des observations visant à identifier des émetteurs radio synchrotron n'appartenant pas encore à l'échantillon étudié dans le cadre de ce travail.

Chapitre 3

La variabilité de l'émission radio non-thermique

Comme annoncé dans le Chapitre 1, la multiplicité des objets étudiés dans ce travail constitue une source significative de variabilité, et cette variabilité se manifeste notamment au niveau de l'émission radio non-thermique. Il s'agit d'ailleurs de l'un des critères d'identification des binaires massives émettant du rayonnement synchrotron. De plus, les variations importantes du flux radio pour ces objets influencent considérablement leur détectabilité à diverses longueurs d'onde, et cela doit être pris en compte pour définir des stratégies d'observation pertinentes.

Cette variabilité radio est donc suffisamment importante pour qu'une discussion détaillée lui soit consacrée.

La variation temporelle de la densité de flux mesurée pour ces systèmes binaires massifs s'explique essentiellement par deux facteurs :

- la variation intrinsèque des conditions physiques de la région d'interaction des vents en fonction de la phase orbitale, puisqu'il s'agit manifestement de systèmes excentriques,
- l'absorption de l'émission radio qui varie en fonction de la position de la région d'émission synchrotron par rapport aux vents des étoiles (effet de la distance entre les étoiles et de l'orientation de la ligne de visée).

En vue de se faire une idée de l'effet de l'absorption, il convient d'abord de discuter de l'extension de la photosphère radio, et, quand cela est possible, de mener cette discussion en tenant compte des dimensions de l'orbite (à condition qu'une solution orbitale soit connue). Ces deux points seront abordés dans les sections 3.2 et 3.3, respectivement. La section 3.1 sera tout d'abord dédiée à une brève discussion concernant quelques observatoires radio.

3.1 Observatoires radio

Il existe un certain nombre d'observatoires radio à travers le monde, chacun caractérisé par le nombre, la taille et la disposition des antennes qui le composent, ainsi que par les bandes spectrales de travail des instruments qui lui sont associés. Je vais, dans cette section, mener une brève discussion concernant trois observatoires radio, le VLA, l'ATCA et le GMRT, dont la répartition géographique est représentée sur la figure 3.1 ci-dessous.

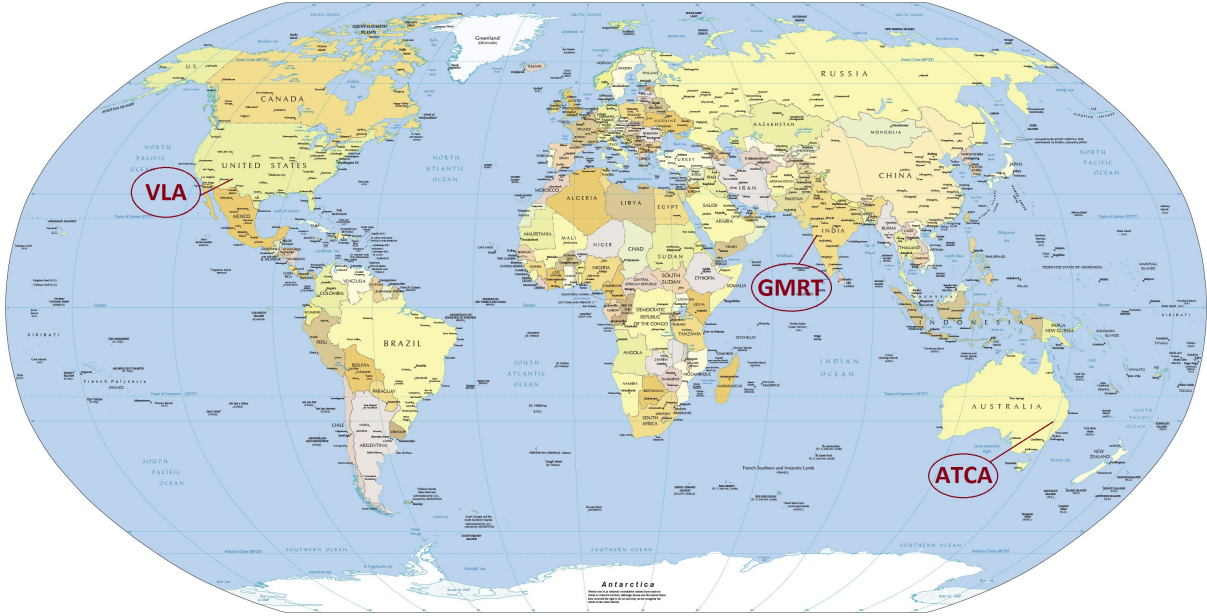


FIGURE 3.1: Répartition géographique des observatoires radio VLA, ATCA et GMRT

3.1.1 Very Large Array ou VLA [114]

Le Very Large Array est l'un des télescopes du National Radio Astronomy Observatory, observatoire américain basé au Nouveau Mexique. Il est situé à une latitude de $34^{\circ} 04' 43.497''$ Nord, une longitude de $107^{\circ} 37' 03.819''$ Ouest et une altitude de 2124 mètres.

Le VLA est constitué d'un ensemble de 27 antennes radio de 25 m de diamètre, positionnées "en Y" le long de trois rails selon l'une des quatre configurations possibles, présentées dans la Table 3.1. La disposition des antennes "en Y" est clairement visible dans la figure 3.2 présentée ci-après.

Configuration	A	B	C	D
Séparation maximale	36 km	10 km	3.6 km	1 km

TABLE 3.1: Liste des configurations possibles des antennes du VLA et la séparation maximale associée

La Table 3.2 présente les bandes en fréquence pour lesquelles il est possible d'effectuer des mesures au VLA, ainsi que la longueur d'onde moyenne leur étant associée. Il est également possible, par la simple formule

$$\theta = 3600 * 1.22 \frac{360}{2\pi} \frac{\lambda(m)}{L(m)} = 2.51 \frac{\lambda(cm)}{L(km)}$$

de calculer la résolution angulaire, en secondes d'arc, du système, si λ est la longueur d'onde étudiée et L la base du système. Les résultats de ces calculs, effectués pour la base maximale à chaque longueur d'onde, soit la résolution angulaire maximale, sont également présentés dans la Table 3.2.



FIGURE 3.2: Photographie de 18 des 27 antennes du VLA

Bande	ν (GHz)	λ (cm)	θ_{max} (")
4	0.073 - 0.0745	400	27.89
P	0.3 - 0.34	90	6.28
L	1.34 - 1.73	20	1.39
C	4.5 - 5.0	6	0.42
X	8.0 - 8.8	3.6	0.25
U	14.4 - 15.4	2	0.14
K	22 - 24	1.3	0.09
Q	40 - 50	0.7	0.05

TABLE 3.2: Bandes en fréquence exploitées au VLA, exprimées en GHz, ainsi que la longueur d'onde moyenne et la résolution angulaire maximale associées à chaque bande

3.1.2 Australia Telescope Compact Array ou ATCA [115]

L'Australia Telescope Compact Array est situé au Paul Wild Observatory, observatoire faisant partie de l'Australia Telescope National Facility, à une latitude de $30^{\circ} 18' 46.385''$ Sud, une longitude de $149^{\circ} 33' 00.5''$ Est et une altitude de 237 mètres.

Dans leur configuration standard, les six antennes de 22 mètres de diamètre de ce télescope sont alignées d'ouest en est. Cinq d'entre elles sont mobiles sur un rail de 3 km de long tandis que la sixième est fixée en un point situé à trois kilomètres à l'ouest de l'extrémité ouest de ce rail. Ainsi, la base maximale atteinte est de 6 km. Un second type de configuration dite hybride est possible grâce à un rail de 214 mètres de long positionné au milieu du rail principal et orienté vers le nord. Suivant ces deux rails, 17 configurations sont proposées aux observateurs potentiels. Ces deux rails sont très visibles sur la figure 3.3 ci-dessous.

La Table 3.3 contient les bandes spectrales exploitées à l'ATCA, ainsi que les longueurs d'onde moyennes et les résolutions angulaires maximales associées. Ces résolutions sont calculées de la même manière qu'à la sous-section précédente.



FIGURE 3.3: Photographie de cinq des six antennes d'ATCA, dont trois sur le rail principal et deux sur le rail orienté vers le nord

$\nu(\text{GHz})$	$\lambda(\text{cm})$	$\theta_{max}(\prime)$
1.384	21	8.78
2.368	13	5.44
4.8	6	2.51
8.64	3.6	1.51
18.496 - 19.52	1.6	0.67
34.496 - 34.524	0.9	0.38
44.096 - 44.224	0.7	0.29
93.504 - 95.552	0.3	0.13

TABLE 3.3: Bandes fréquentielles exploitées à l'ATCA et longueurs d'onde et résolutions angulaires associées.

3.1.3 Giant Metrewave Radio Telescope ou GMRT [116]

Le Giant Metrewave Radio Telescope fait partie du National Center of Radio Astrophysics, du Tata Institute of Fundamental Research, en Inde. Situé à $19^{\circ} 05' 48''$ de latitude Nord, $74^{\circ} 03' 00''$ de longitude Est et 588 mètres d'altitude, il permet une large couverture en déclinaison, allant de -53° à 90° .

Le GMRT est constitué de 30 antennes paraboliques de 45 mètres de diamètre, dispersées sur pas moins de 25 km. Quatorze d'entre elles sont réparties aléatoirement sur une surface d'environ un kilomètre carré, tandis que les seize autres sont réparties "en Y" autour de cet ensemble central. La figure 3.4 montre cette répartition des antennes, tandis que la figure 3.5 représente une photographie de onze des quatorze antennes centrales.

La Table 3.4 reprend l'ensemble des bandes en fréquence étudiées au GMRT, avec les longueurs d'onde moyennes et les résolutions angulaires maximales associées, toujours selon les mêmes calculs de résolution.

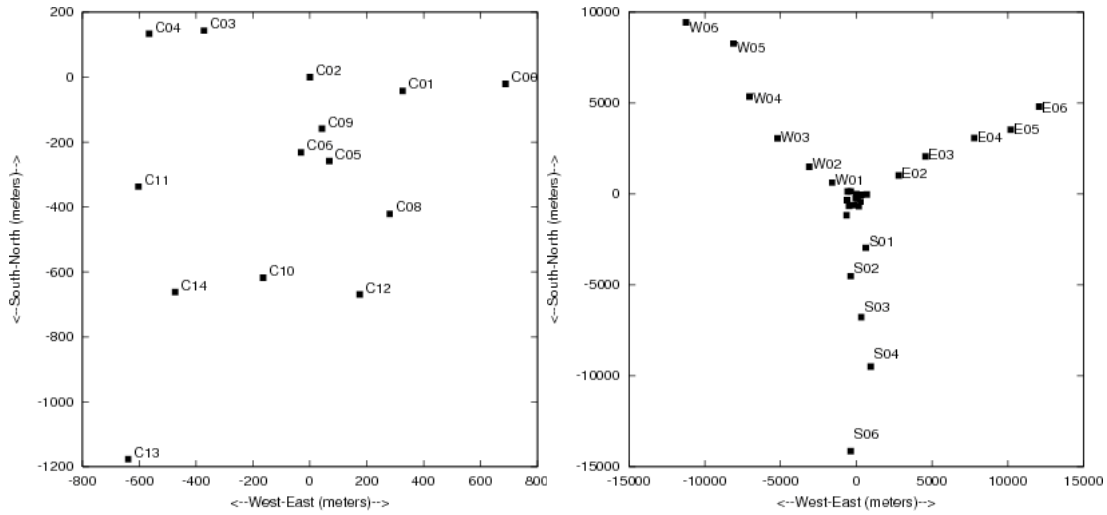


FIGURE 3.4: Gauche : les 14 antennes centrales. Droite : les 16 antennes réparties “en Y” autour des antennes centrales [117]



FIGURE 3.5: Photographie de onze des quatorze antennes centrales du GMRT

ν (GHz)	λ (cm)	θ_{max} ($^{\circ}$)
0.150	200	20.08
0.235	128	12.85
0.325	92	9.24
0.610	49	4.92
1.0 - 1.42	21-30	2.11 - 3.01

TABLE 3.4: Bandes en fréquence exploitées au GMRT et longueurs d’onde et résolutions angulaires associées.

3.2 Photosphère radio

Le rayon de la photosphère radio d'une étoile est calculé ici de manière à ce que la profondeur optique de la photosphère dans le domaine radio en ce point soit égale à l'unité. Le développement suivant, basé sur le travail de Wright et Barlow en 1975 [8], permet de déterminer de manière approximative la valeur de ce rayon. Soit τ la profondeur optique, pouvant s'écrire sous la forme

$$\tau = \int_r^{+\infty} K(\nu, T) n_e n_{ion} dx = K(\nu, T) \int_r^{+\infty} n_e n_{ion} dx$$

n_e et n_{ion} représentant respectivement la densité en électrons et la densité en ions du vent stellaire, ν la fréquence et T la température du vent stellaire, approximée comme une fraction de la température effective de l'étoile (0.4 selon Drew en 1989 [118]). Si on prend comme hypothèse que le vent stellaire est uniforme et sphérique et que toute la matière y est ionisée, ces termes peuvent s'écrire

$$n_{ion} = \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H x^2 v_\infty} = \frac{A}{x^2}$$

et

$$n_e = \gamma n_{ion}$$

où \dot{M} est le taux de perte de masse, μ le poids moléculaire moyen, m_H la masse du proton, v_∞ la vitesse terminale du vent, A une constante avec la distance et γ le nombre moyen d'électrons par ion. En remplaçant le tout dans l'expression de τ , on obtient

$$\tau = K(\nu, T) \int_r^{+\infty} \gamma n_{ion}^2 dx = K(\nu, T) \int_r^{+\infty} \gamma \frac{A^2}{x^4} dx = K(\nu, T) \gamma A^2 \left[\frac{1}{-3x^3} \right]_r^{+\infty} = \frac{K(\nu, T) \gamma A^2}{3r^3}$$

d'où l'on peut tirer l'expression du rayon de la photosphère radio pour une profondeur optique de 1 :

$$r = \left[\frac{K(\nu, T) \gamma}{3} \left(\frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H v_\infty} \right)^2 \right]^{1/3}$$

où la fonction $K(\nu, T)$ peut s'écrire

$$K(\nu, T) = 3.7 \cdot 10^{-8} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) Z^2 g(\nu, T) T^{-1/2} \nu^{-3}$$

avec

$$g(\nu, T) = 9.77 (1 + 0.13 \log \frac{T_e^{3/2}}{Z\nu}) \quad ([98])$$

où T_e est la température électronique, que l'on peut en bonne approximation évaluer à la température T du vent stellaire, et Z est la charge ionique rms.

En appliquant ces formules aux paramètres typiques associés à chaque type d'étoiles O ou WR, il est dès lors possible d'estimer le rayon de la photosphère radio en fonction de la longueur d'onde. Les températures effectives sont tirées des travaux de Martins et al. (2005) [119] pour les étoiles O et des travaux réalisés par Sander et al. (2012) [90] et par Crowther (2007) [91] pour les étoiles WC et WN respectivement. Les valeurs utilisées pour le poids moléculaire moyen, le nombre moyen d'électrons par ion et la charge ionique rms sont de 1.5, 1 et 1 respectivement pour les étoiles de type O, d'après les relations et valeurs données par Leitherer et al. (1995) [98]. Pour les étoiles de types WN et WC, ces mêmes paramètres ont pour valeurs 2, 1 et 1 et 3, 1 et 1, respectivement.

Les rayons des photosphères radio (exprimés en rayons solaires) sont présentés sous forme graphique dans les figures suivantes :

- étoiles de type WC : figures 3.6 et 3.7
- étoiles de type WN : figures 3.8 et 3.9
- étoiles de type O pour chaque type spectral individuellement : figures 3.10 à 3.21

Les longueurs d'onde mises en évidence par les droites verticales en traits interrompus dans ces figures sont 3.6, 6, 13, 20 et 50 cm. Ces longueurs d'ondes sont couramment utilisées, comme on peut le voir dans les différentes études que j'ai exploitées pour construire la Table 2.3, et sont accessibles au moyen des observatoires décrits précédemment dans la section 3.1.

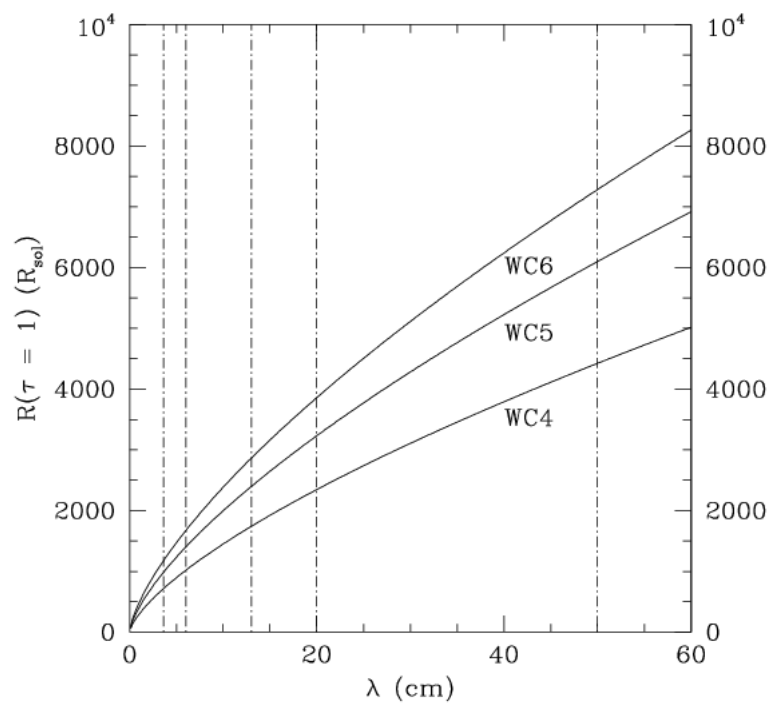


FIGURE 3.6: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WC 4 à 6 en fonction de la longueur d'onde

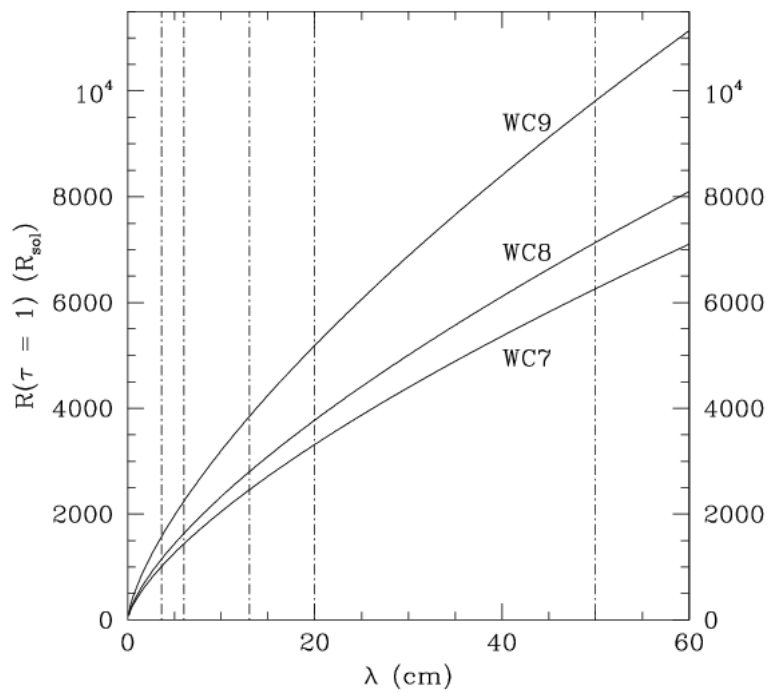


FIGURE 3.7: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WC 7 à 9 en fonction de la longueur d'onde

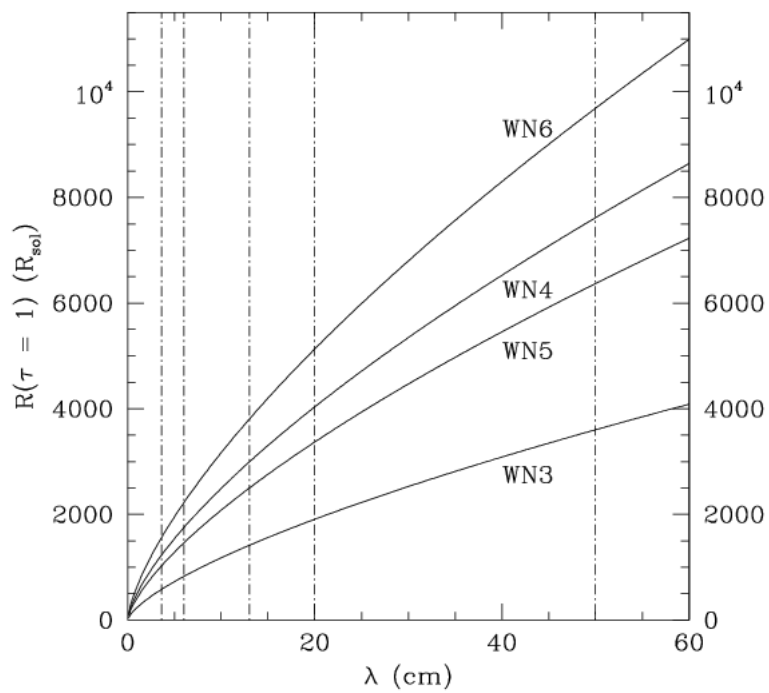


FIGURE 3.8: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WN 3 à 6 en fonction de la longueur d'onde

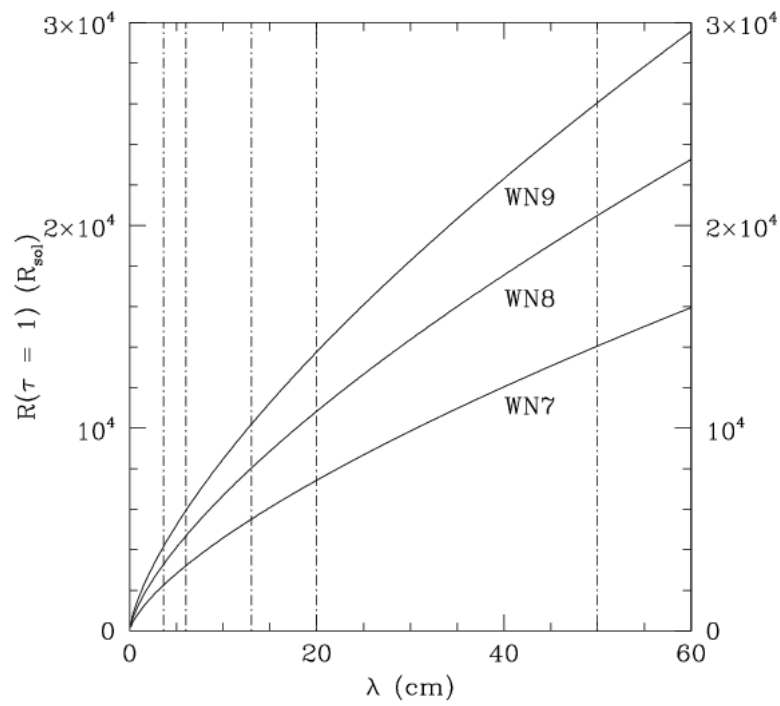


FIGURE 3.9: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WN 6 à 9 en fonction de la longueur d'onde

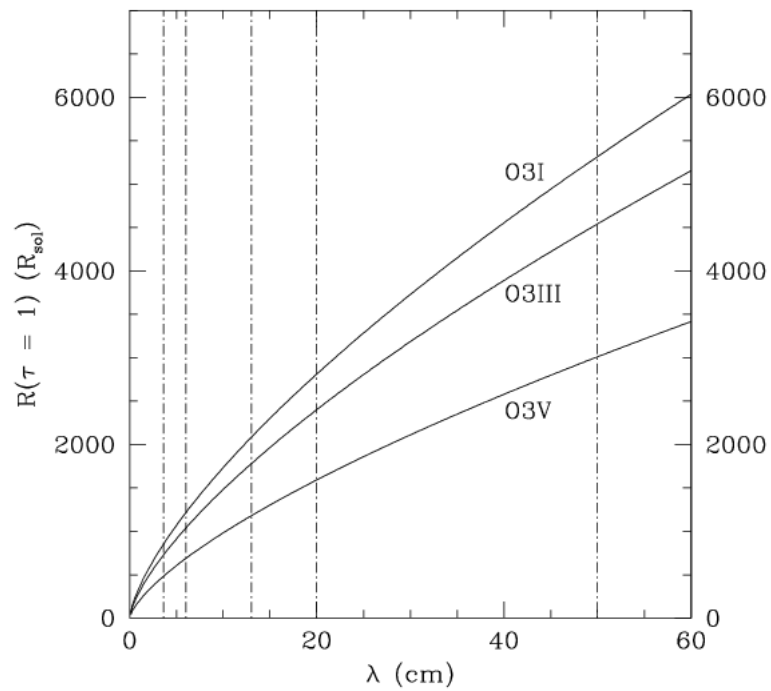


FIGURE 3.10: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O3 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

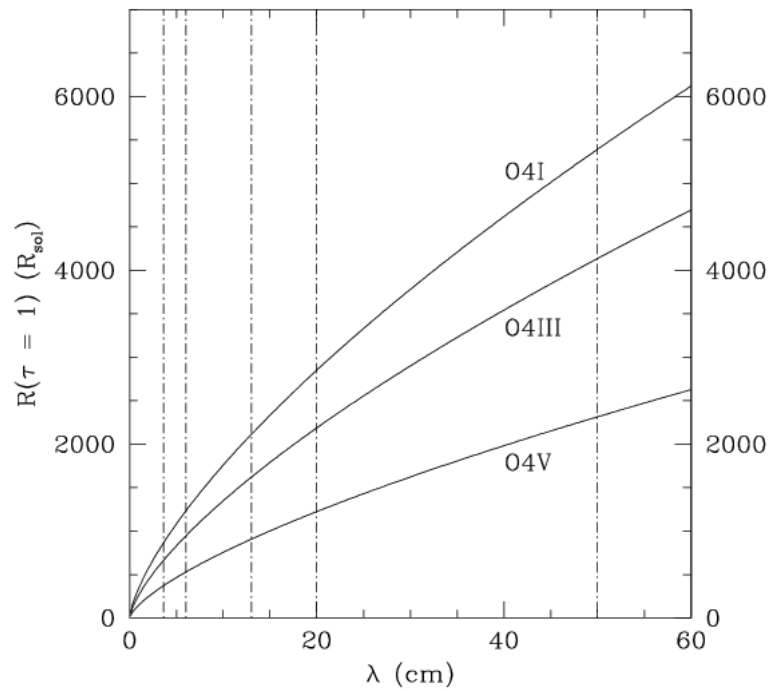


FIGURE 3.11: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O4 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

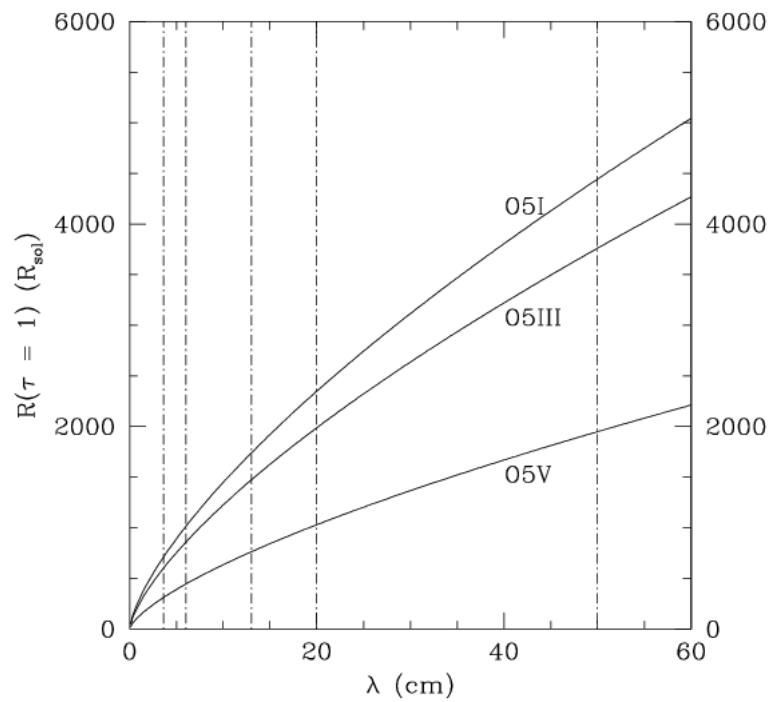


FIGURE 3.12: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

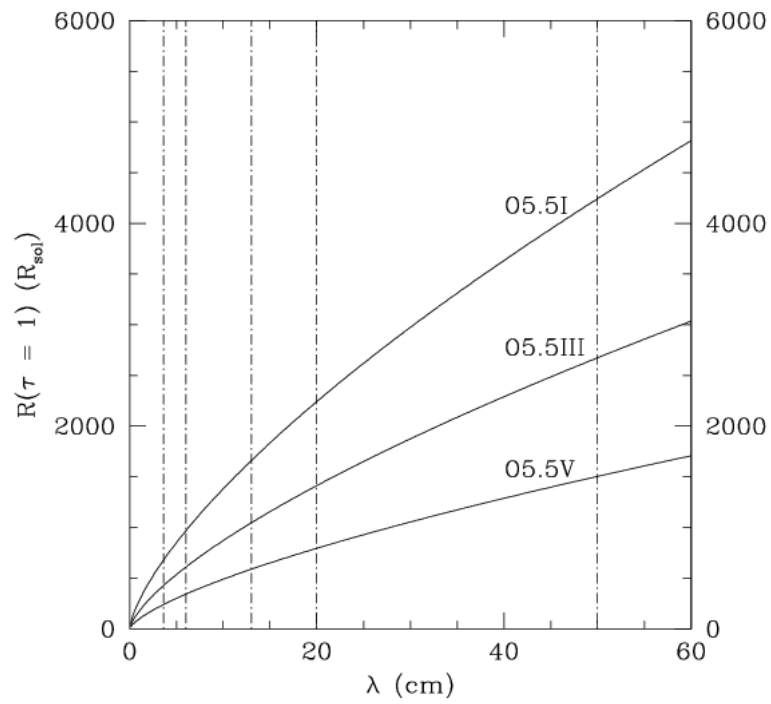


FIGURE 3.13: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O5.5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

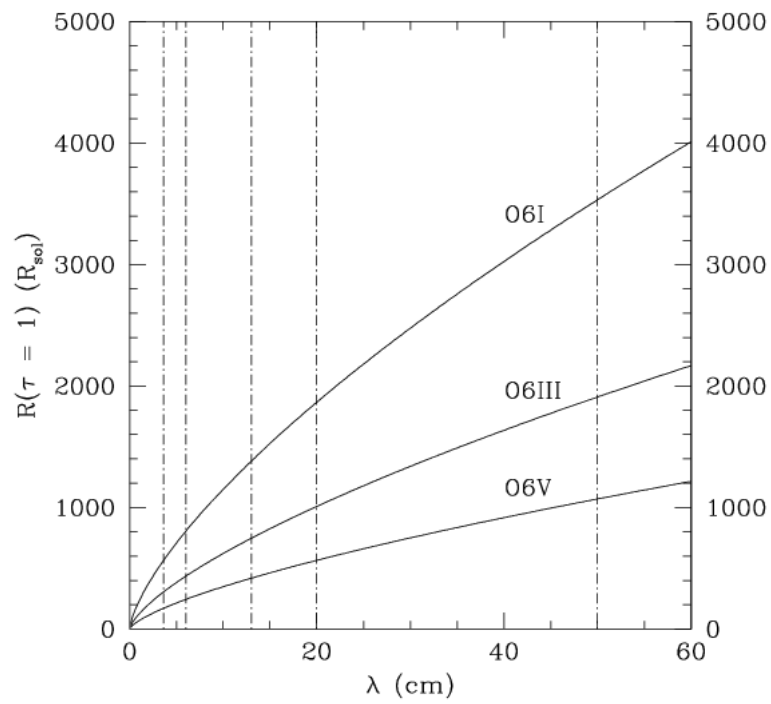


FIGURE 3.14: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O6 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

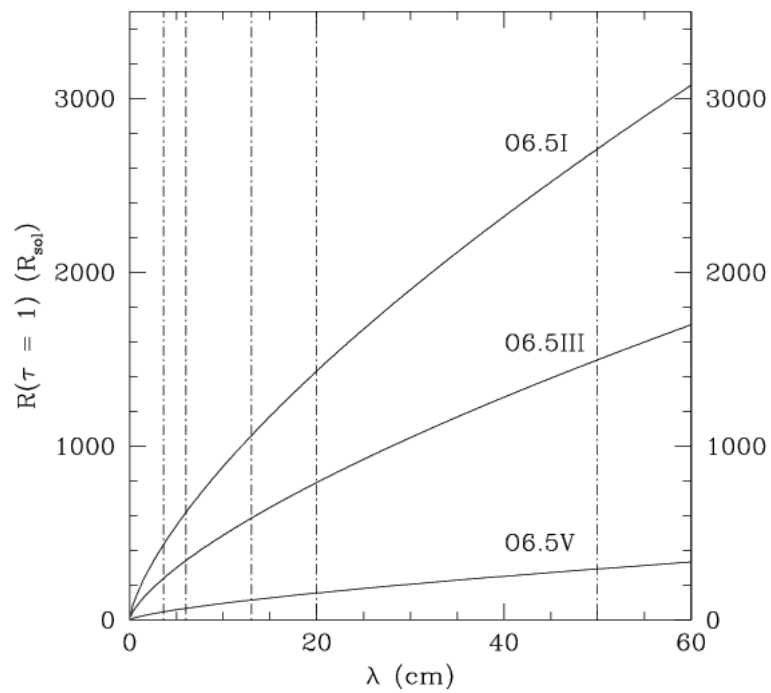


FIGURE 3.15: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O6.5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

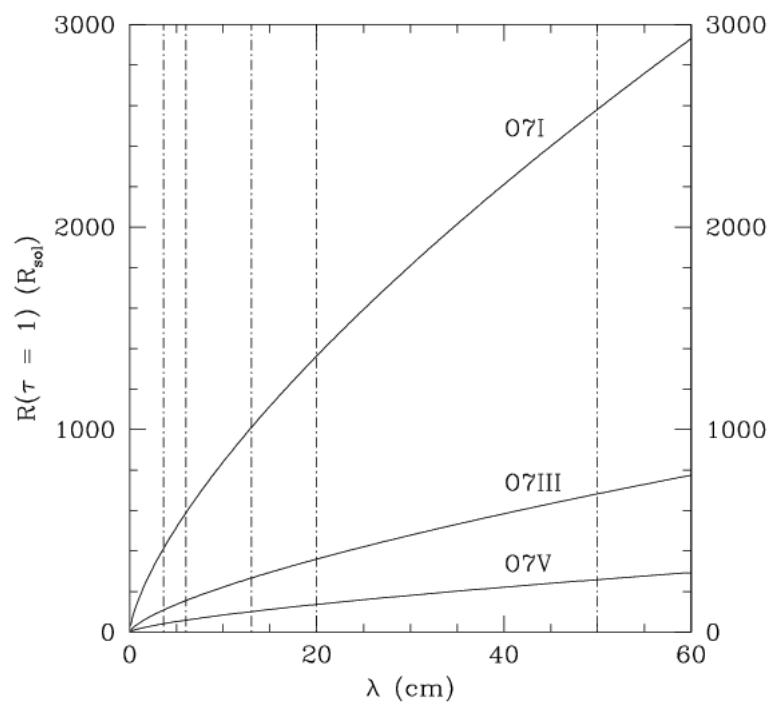


FIGURE 3.16: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O7 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

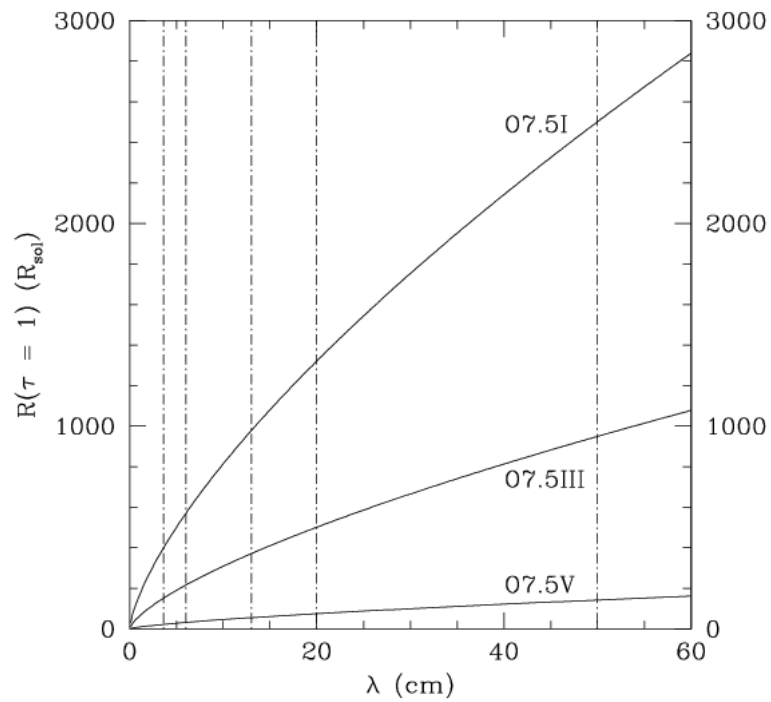


FIGURE 3.17: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O7.5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

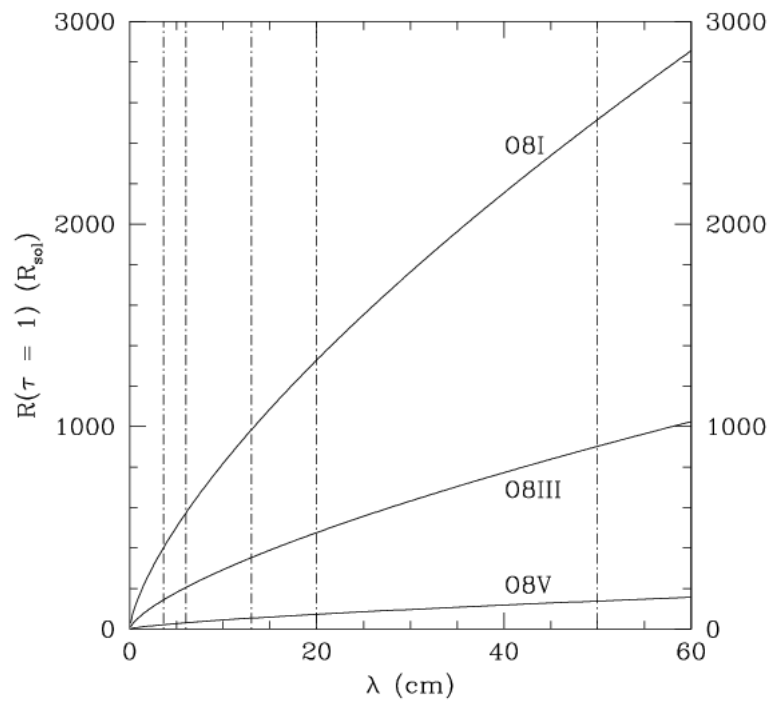


FIGURE 3.18: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O8 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

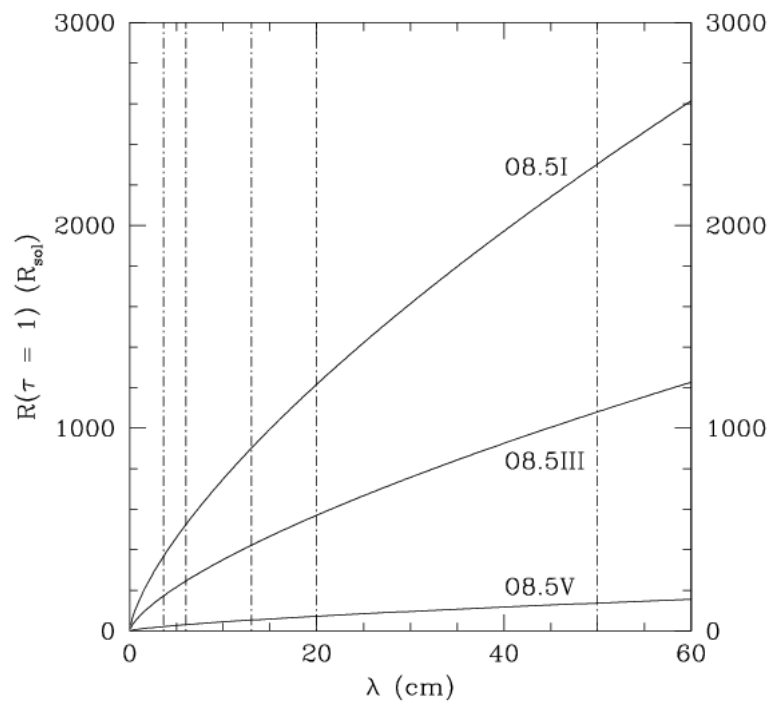


FIGURE 3.19: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O8.5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

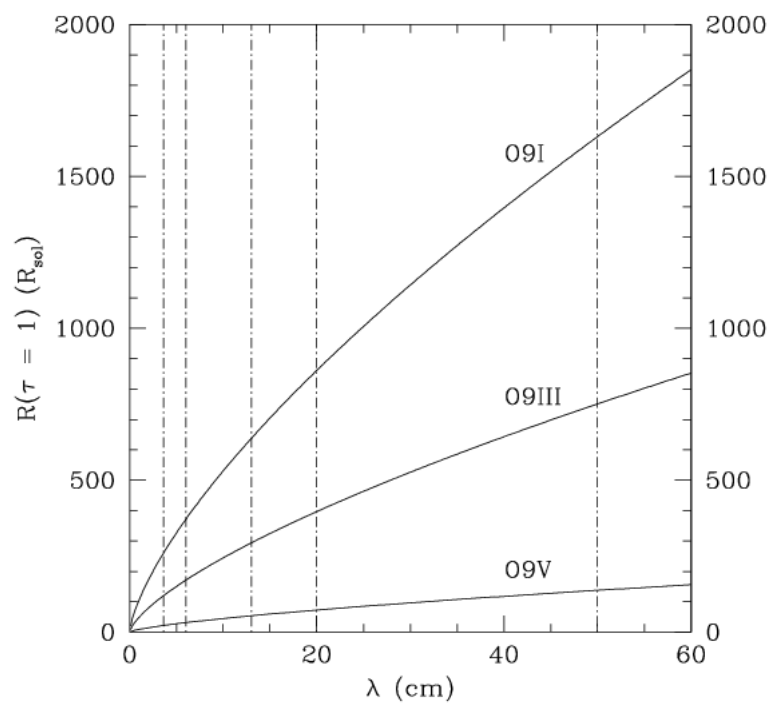


FIGURE 3.20: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O9 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

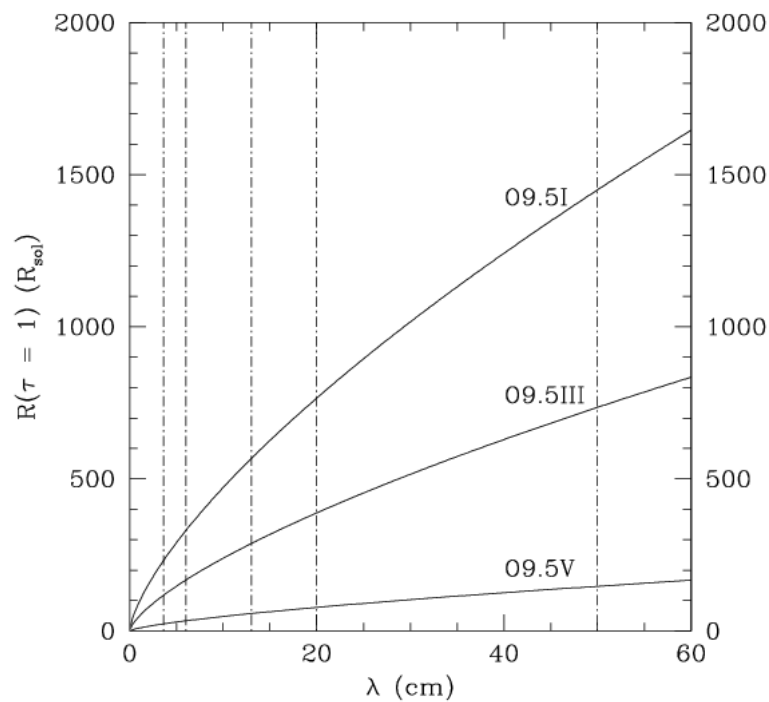


FIGURE 3.21: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O9.5 en fonction de la longueur d'onde, pour trois classes de luminosité

On peut également exprimer ces résultats séparément pour chaque classe de luminosité des étoiles O, en comparant les courbes obtenues pour les différents types spectraux. C'est ce qui est illustré par les figures 3.22, 3.23 et 3.24, respectivement pour les supergéantes, les géantes et les étoiles de la séquence principale.

Il est intéressant de remarquer qu'il y a certains écarts par rapport à l'évolution monotone des courbes, principalement dans la figure 3.23. En effet, dans les figures 3.22 et 3.24, on observe une tendance des étoiles de types plus chauds à posséder une photosphère radio plus étendue, tandis que les étoiles de types O7III à O9.5III ne respectent pas du tout cette tendance. Ceci peut être dû au fait que les dépendances suivant la température, le taux de perte de masse et la vitesse terminale des vents dans la formule simplifiée utilisée pour le calcul du rayon de la photosphère radio sont complexes. En effet, le rayon de la photosphère augmente avec le taux de perte de masse et diminue avec la vitesse terminale et la température. Il est donc envisageable que ces différentes tendances s'entrecroisent en fonction des valeurs de ces paramètres et créent ainsi les écarts observés.

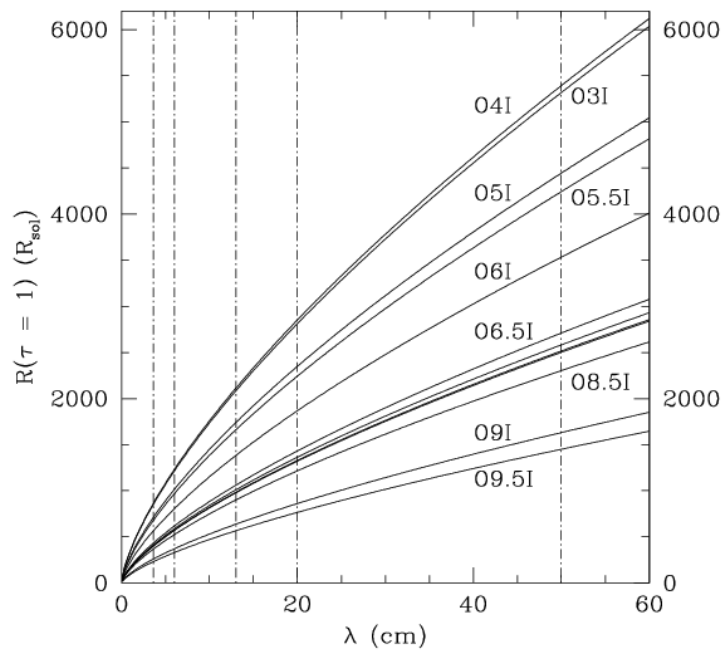


FIGURE 3.22: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O supergéantes en fonction de la longueur d'onde. Les courbes situées entre la courbe O6.5I et O8.5I sont respectivement les courbes associées aux étoiles O7I, O7.5I et O8I.

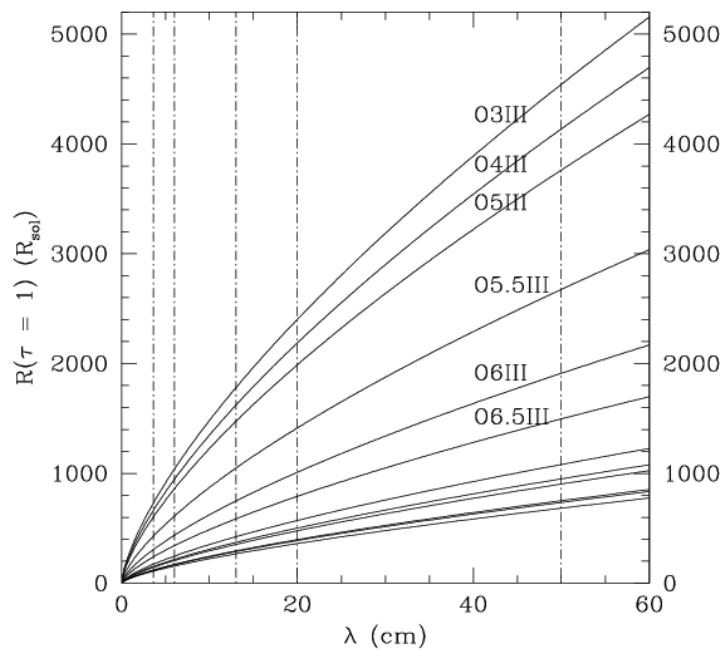


FIGURE 3.23: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O géantes en fonction de la longueur d'onde. Les courbes situées au-delà de la courbe O6.5III sont respectivement les courbes associées aux étoiles O8.5III, O7.5III, O8III, O9III, O9.5III et O7III.

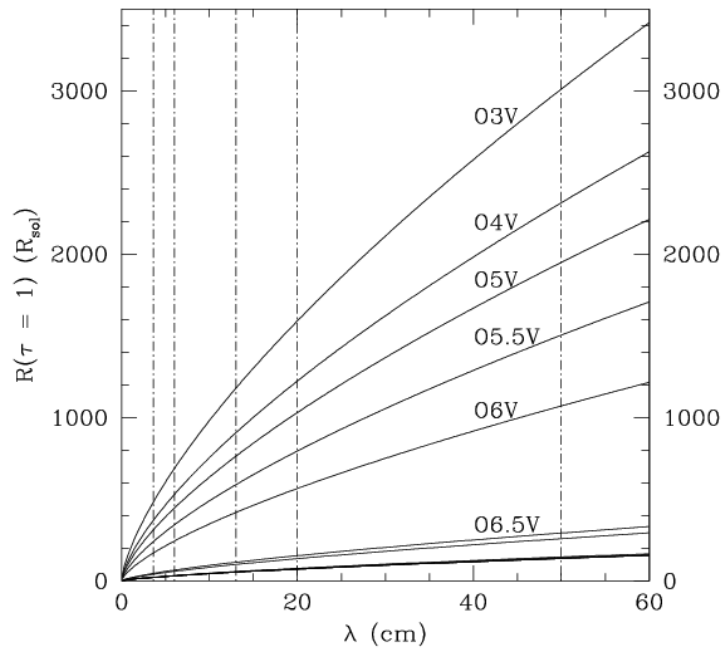


FIGURE 3.24: Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O naines en fonction de la longueur d'onde. Les courbes situées au-delà de la courbe O6.5V sont respectivement les courbes associées aux étoiles O7V, O7.5V, O8V, O9V et O9.5V, les quatre dernières courbes se superposant.

3.3 Considérations orbitales

La géométrie d'un système joue un grand rôle dans la variabilité des observations effectuées sur ce dernier, quel que soit le domaine spectral étudié. Dans un système binaire excentrique, il est possible de calculer la distance relative entre les étoiles en unité de demi grand-axe de l'orbite par la relation

$$D = \frac{1-e^2}{1+e \cos v}$$

où e est l'excentricité du système et v l'anomalie vraie, soit l'angle entre le vecteur rayon et la direction du périastre, qui peut être calculée à partir de l'anomalie excentrique E suivant la relation

$$v = 2 \arctan \left[\left(\frac{1+e}{1-e} \right)^{1/2} \tan \frac{E}{2} \right].$$

L'anomalie excentrique est en relation avec l'anomalie moyenne $M = 2\pi \phi$, avec ϕ représentant la phase, et valant 0 au périastre.

$$E - e \sin E = M.$$

Ces relations permettent donc de calculer la séparation relative à chaque phase orbitale, à condition que l'excentricité soit connue.

Il est également possible de calculer la position du point de stagnation par rapport aux deux étoiles du système. Ce point de stagnation définit la position de la région d'interaction des vents stellaires au sein du système et dépend donc de la force relative de ces vents. Si on prend comme hypothèse que les vents sont à symétrie sphérique et à vitesse de propagation radiale jusqu'à la zone d'interaction, on obtient

$$r_1 = \frac{1}{1+\eta^{1/2}} D$$

et

$$r_2 = \frac{\eta^{1/2}}{1+\eta^{1/2}} D$$

pour la distance du point de stagnation respectivement au centre de la primaire et à celui de la secondaire, D représentant la séparation entre les étoiles, comme mentionné plus haut. Le paramètre sans dimension η est appelé le "wind momentum rate ratio" et est donné par

$$\eta = \frac{\dot{M}_2 v_{\infty,2}}{\dot{M}_1 v_{\infty,1}}$$

où \dot{M} et v_{∞} sont les taux de perte de masse et vitesses terminales des vents. Il est intéressant de mentionner que pour le calcul de ce paramètre, et donc de la position du point de stagnation, il est indispensable de connaître les paramètres de vent de l'étoile secondaire du système étudié, information qui fait parfois défaut.

3.4 Remarques

Il est important de faire remarquer que les considérations abordées jusqu'ici sont des critères indicatifs d'une tendance, et en aucun cas une généralité. En effet, on calcule dans l'approche de la section 3.2 la position d'un point de stagnation. Or, la zone d'émission de rayonnement synchrotron est loin d'être ponctuelle, et peut même être très étendue, ce qui implique qu'il peut exister une partie significative de cette région d'émission en dehors de la photosphère radio alors même que le point de stagnation y est contenu. De plus, les vents, que nous avons considérés jusqu'à présent comme homogènes, ne le sont probablement pas, et peuvent donc se révéler moins opaques au rayonnement que ce que nous avons suggéré. Il s'agit donc d'un ensemble de critères pessimistes quant à la détectabilité du rayonnement radio synchrotron émis par les systèmes étudiés, et non de critères exclusifs.

La preuve en est le système CygOB2 #8A, avec une nette variation de l'émission radio en phase avec la période orbitale très courte de 22 jours (Blomme et al. 2010 [111]), ce qui suggère qu'une quantité mesurable du rayonnement radio synchrotron émerge des vents combinés des deux étoiles, alors même que le point de stagnation, de par la période orbital extrêmement courte et la force des vents du système, doit se situer à l'intérieur de la photosphère radio, même aux plus courtes longueurs d'onde.

Il est par contre possible d'affirmer avec une confiance relativement bonne en le côté pessimiste de notre critère que lorsqu'on calcule une position du point de stagnation située en dehors de la photosphère radio, une grande partie du rayonnement radio synchrotron émise par le système pourra en émerger.

Chapitre 4

Perspectives pour de futures observations

Il est manifeste, suite à la simple observation des différents tableaux présentés précédemment dans ce travail, qu'il reste beaucoup d'informations manquantes concernant la plupart des objets qui constituent notre échantillon. Ces informations sont de différents types, et nécessitent donc des types d'études pratiques différents. Ce chapitre sera consacré au recensement des informations qu'il serait intéressant de collecter de manière à rendre cette étude plus complète et homogène.

4.1 HD 15558

Dans le cas de ce premier système, il est intéressant de constater que la bonne connaissance d'un certain nombre de paramètres orbitaux (période, excentricité et demi grand-axe ; De Becker et al. 2006 [50]) et des caractéristiques des étoiles du système (type spectral (Table 2.2) et masse estimée) va nous permettre d'en faire une étude plus approfondie. Il est important de signaler que l'inclinaison du système n'est pas déterminée dans le document [50], et que les demi grand-axes ne sont connus qu'au travers du paramètre $a \sin i$. De ce fait, ces demi grand-axes ne sont pas connus avec certitude. Il est cependant raisonnable d'approximer l'angle d'inclinaison par un angle droit au vu des valeurs mesurées élevées des paramètres $m \sin^3 i$, où m représente la masse de l'étoile considérée. En effet, si l'inclinaison était significativement inférieure à 90° , cela impliquerait des masses stellaires au sein du système d'autant plus grandes, et théoriquement incompatibles avec les types spectraux observés.

Des représentations schématiques de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à différentes longueurs d'onde sont présentées dans les figures 4.1 à 4.5. Le disque plein central représente l'étoile primaire. La courbe en trait plein représente l'orbite de la secondaire autour de la primaire et la courbe en traits interrompus représente la photosphère radio de la primaire à une longueur d'onde donnée, dont le rayon fut calculé dans la section 3.2. Le(s) disque(s) plein(s) de plus petite taille et l'(les) astérisque(s) associée(s) représentent respectivement l'étoile secondaire et le point de stagnation du système à la phase orbitale donnée par la position de la secondaire sur son orbite. Il est ainsi possible de présumer de l'observabilité du rayonnement radio synchrotron à une longueur d'onde donnée grâce à la position du point de stagnation du système à une phase orbitale donnée. Si le point de stagnation se situe à une distance de l'étoile primaire inférieure au rayon de la photosphère radio à une longueur d'onde

donnée (voir chapitre 3), on peut s'attendre à une absorption très significative des photons radio émis à cette longueur d'onde dans la région d'interaction des vents.

De fait, les figures 4.1 et 4.2 nous montrent qu'un rayonnement radio synchrotron devrait être observé aux longueurs d'onde 3.6 et 6 cm quelle que soit la phase orbitale, tandis qu'aucun rayonnement synchrotron ne devrait être visible à 50 cm, selon les critères utilisés dans le cadre de cette étude. Pour ce qui est du rayonnement synchrotron à 13 et 20 cm, les phases propices à l'observation d'un tel rayonnement sont respectivement comprises entre les phases 0.136 et 0.864 à 13 cm et 0.272 et 0.728 à 20 cm.

La bonne connaissance des paramètres orbitaux combinée à l'étude réalisée dans la section 3.2 permet ainsi de planifier efficacement de futures observations aux longueurs d'onde désirées. Il est ainsi possible, par exemple, de planifier de nouvelles observations de la densité de flux à différentes longueurs d'onde de manière à rendre l'étude effectuée dans ce travail plus homogène, étant donné le peu d'informations collectées à ce jour dans ce domaine (voir Table 2.3).

Il serait également utile d'envisager des observations spectroscopiques complémentaires dans le domaine visible, en vue de clarifier la multiplicité de HD 15558. L'étude de De Becker et al. (2006) a en effet révélé des valeurs particulièrement élevées des masses stellaires, en particulier pour la primaire. Une troisième étoile sur une orbite relativement courte (de l'ordre de quelques semaines) aurait pu échapper aux études spectroscopiques antérieures, et pourrait expliquer la masse élevée de l'objet primaire : il ne s'agirait pas d'une seule étoile, mais d'une paire stellaire. Pour tester cette hypothèse, un suivi spectroscopique intensif durant plusieurs semaines s'avère indispensable.

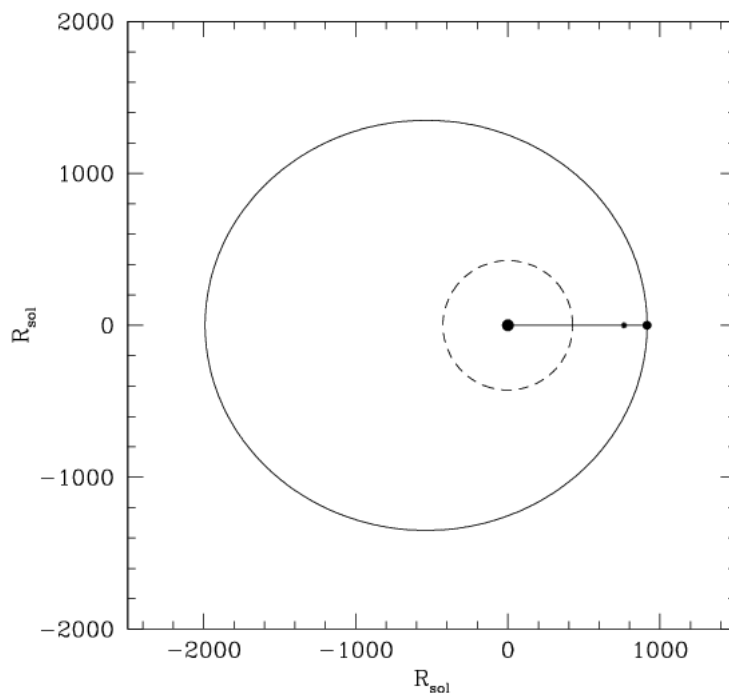


FIGURE 4.1: Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm

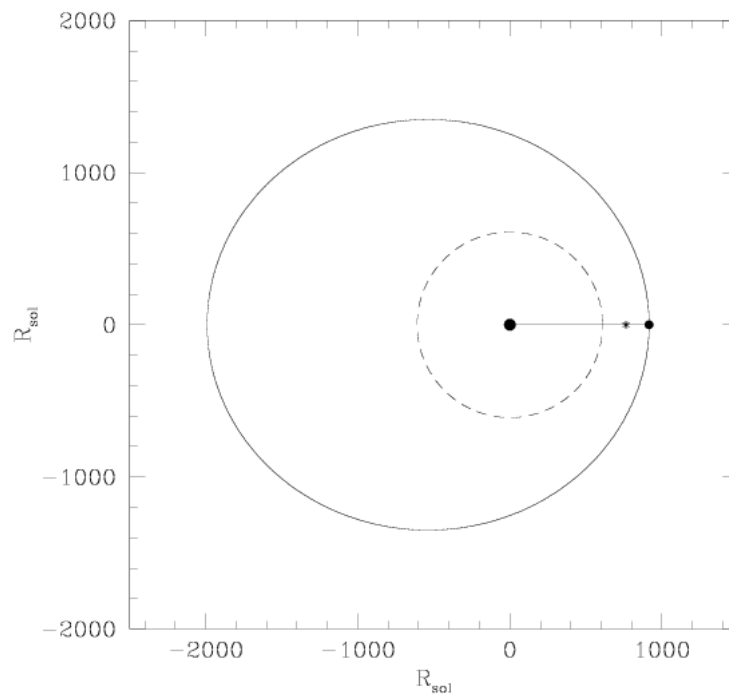


FIGURE 4.2: Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm

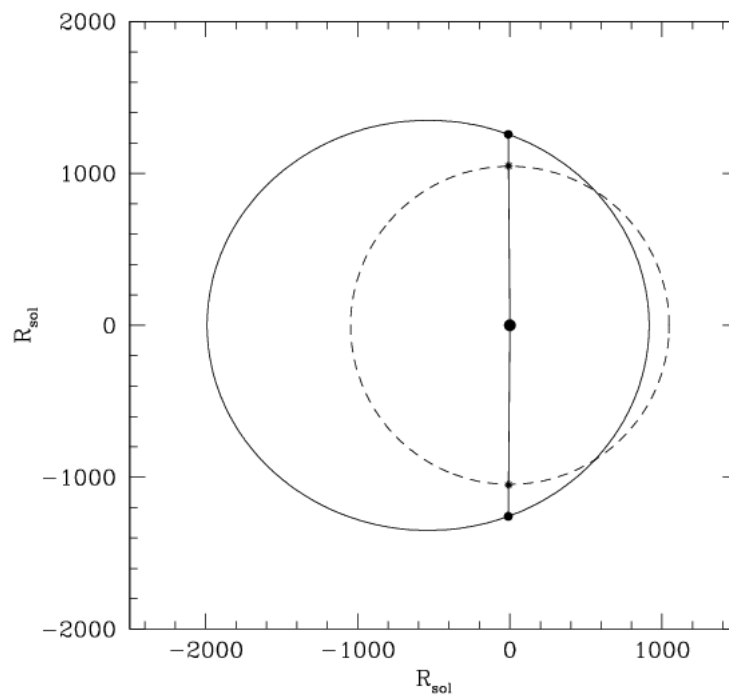


FIGURE 4.3: Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm

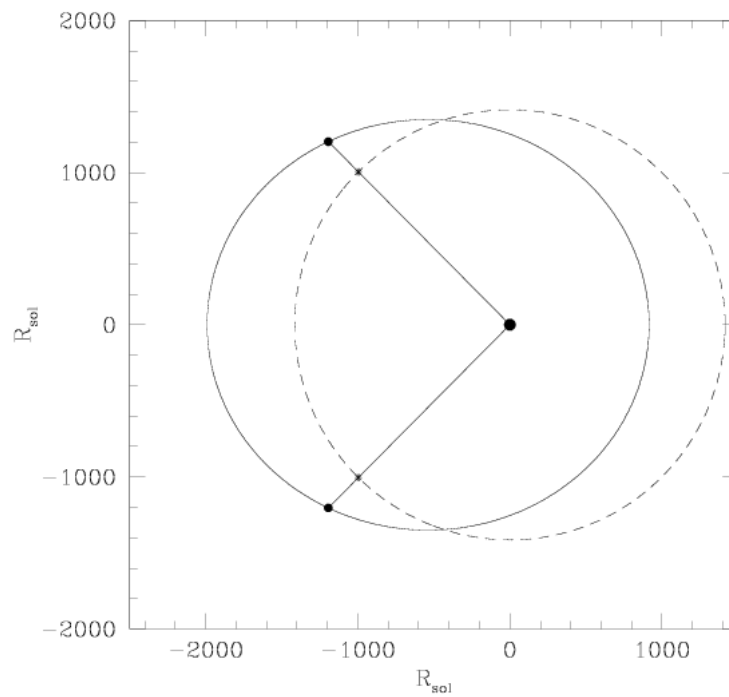


FIGURE 4.4: Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm

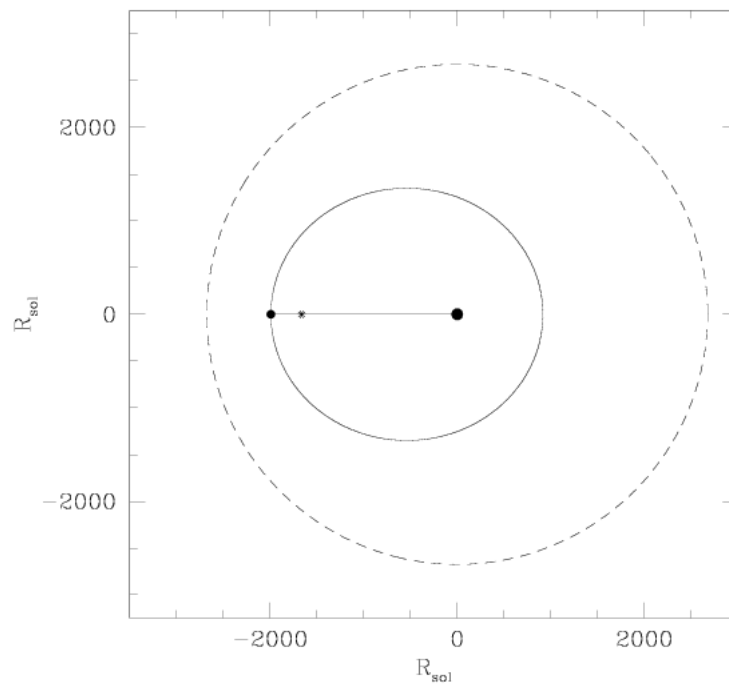


FIGURE 4.5: Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm

4.2 δ Orionis A

Le recensement des informations nécessaires à cette étude a permis de faire apparaître un manque de connaissances concernant le type spectral de l'étoile tertiaire du système δ Ori A, ainsi que concernant les paramètres orbitaux de ce système, notamment la période orbitale liée à l'étoile tertiaire. Dans le cadre d'une étude approfondie et détaillée de chaque système de manière à uniformiser ce travail, il serait bon de prévoir des observations ayant pour but de clarifier ces points. De plus, une bonne connaissance des paramètres orbitaux permettrait la mise en place de stratégies d'observations efficaces permettant de compléter la Table 2.3 de ce document.

Il est cependant important de mentionner que la période liée à la tertiaire est difficilement mesurable, étant donné qu'on l'estime supérieure à une centaine d'années. Il faut alors tenter de reconstituer l'ensemble du mouvement orbital des objets sur base de l'observation d'une petite partie de celui-ci. Ce genre de démarche est bien évidemment entaché d'erreurs, mais il n'est actuellement pas possible de faire autrement lorsqu'on se retrouve face à une période d'un tel ordre de grandeur. Ce type de problème se représentera à plusieurs reprises dans la suite de ce chapitre, la période orbitale des systèmes étant un paramètre souvent mal connu dans l'ensemble de l'échantillon.

4.3 σ Orionis AB

Une grande inconnue dans le cas de ce système σ Ori AB est le statut multiplicité du système, et par conséquent la période qui lui est associée. Les mesures effectuées jusqu'à présent par spectroscopie ont permis la mise en évidence de deux objets potentiellement liés, et l'existence probable d'au moins un troisième objet, sans confirmation. Il serait dès lors intéressant d'effectuer de nouvelles observations de manière à déterminer le statut de multiplicité de ce système avec exactitude.

4.4 15 Monocetoris

L'élément principal manquant dans le cas de 15 Mon est en rapport avec son émission radio. Il serait intéressant d'effectuer de nouvelles mesures de la densité de flux à différentes longueurs d'onde afin de compléter la Table 2.3 de ce document, ainsi que d'évaluer sa variabilité sur l'échelle de temps d'environ 25 ans proposée pour sa période orbitale.

4.5 WR 8

Le système WR 8 est confirmé comme étant un système binaire. Cependant, il existe à ce jour deux estimations très différentes de la période orbitale associée au système (voir Table 2.1). Il serait bon, par conséquent, de se poser la question de l'origine de cette discordance. Est-ce dû à une erreur de mesure dans l'une ou l'autre des études associées ? Ou est-ce lié à une troisième objet non encore découvert ? Dans tous les cas, de nouvelles mesures devront être effectuées de manière à éclaircir la situation. Il serait également intéressant d'envisager une étude de type spectroscopique de ce système, de manière à déterminer le type spectral de l'étoile secondaire de manière plus précise.

4.6 WR 11

Le principal élément manquant à l'homogénéité de ce travail dans le cadre de WR 11 est la classe de luminosité de l'étoile secondaire. Il s'agit donc du principal domaine d'investigation à explorer pour compléter cette étude. Il nous faut également nous pencher sur la valeur de l'indice spectral relativement élevée au vu de notre critère de détermination de la non-thermicité du rayonnement observé. De fait, l'indice spectral associé à WR 11 (voir Table 2.3) est de 0.3, qui se trouve être la valeur limite associée à un rayonnement non-thermique, dans le cadre des hypothèses faites pour cette étude. De plus, WR 11 n'a encore jamais été répertoriée comme étant une source radio variable. Il serait dès lors important d'effectuer de nouvelles mesures de manière à confirmer le statut d'émetteur radio non-thermique de ce système.

4.7 WR 14

Dans le cas de WR 14, le premier point à étudier devrait être le statut de multiplicité. En effet, certaines observations sembleraient indiquer la présence d'un compagnon à l'étoile primaire, mais ce compagnon reste à ce jour non encore détecté. Il serait par conséquent important de lancer une série d'observations du système de façon à déterminer si ce compagnon existe bel et bien, et à le caractériser d'un point de vue spectral si c'est bien le cas. De manière à compléter ces informations, il faudrait également parvenir à déterminer la période orbitale du système, si on se trouve bien dans le cas d'un système binaire.

4.8 CD-47 4551

Le cas de CD-47 4551 est interpellant, en ce sens qu'il n'existe encore à l'heure actuelle aucune mesure suggérant l'existence d'un compagnon à l'étoile principale. Or, il présente un indice spectral fortement négatif, signe d'un rayonnement radio synchrotron, que nous avons jusqu'à présent associé à des phénomènes d'interaction entre les vents stellaires d'étoiles primaire et secondaire dans un système binaire massif. Il est dès lors intéressant de chercher activement un compagnon à cette étoile.

4.9 WR 21a

Pour WR 21a, une solution orbitale existe (Niemela et al. 2008 [119]), mais ce système n'a jamais bénéficié d'un suivi dans le domaine radio. Sa période très courte (~ 33 jours) et la nature des vents stellaires des étoiles du système rendent improbable la détection de rayonnement synchrotron originaire de la collision des vents. Toutefois, il semble que le statut d'émetteur radio non-thermique ne soit pas à mettre en doute ($\alpha < 0.3$) selon les critères adoptés dans ce travail.

Un bon test pour ce système pourrait consister en des observations à courtes longueurs d'onde (3.6 et 6 cm) pour minimiser l'absorption, en vue de vérifier si la densité de flux radio varie en fonction de la phase orbitale du système de 33 jours de période.

4.10 HD 93129 A

Pour ce système HD 93129 A, il nous manque à nouveau une confirmation du type spectral de la secondaire, ainsi que la période orbitale qui lui est associée. Il serait par conséquent intéressant, afin de compléter cette étude, de planifier des observations permettant de clarifier ces points.

4.11 HD 93250

Le comportement radio de HD 93250 est encore à ce jour très mal connu. Sa présence dans notre échantillon est due à une émission radio plutôt élevée, mais il serait bon de lancer une campagne d'observation permettant de confirmer son appartenance à la classe d'objets émetteurs synchrotron étudiée ici, notamment en effectuant de nouvelles mesures de la densité de flux à différentes longueurs d'onde de manière à compléter la Table 2.3.

4.12 η Carinae

La grande densité des vents stellaires des composantes de η Car empêche toute détection de rayonnement radio synchrotron potentiellement émis dans la zone d'interaction des vents. Toute étude radio est donc exclue.

Un point important à considérer ici concerne la détection du compagnon, jusqu'à présent révélé de façon indirecte. De plus, une clarification des paramètres des vents stellaires serait très utile.

4.13 WR 39

A nouveau, le système WR 39 est supposé binaire, mais aucun compagnon n'a encore été découvert à ce jour. Il est donc nécessaire de lancer une série d'observations dans le but de découvrir ce compagnon et ses caractéristiques, ainsi que la période orbitale qui lui est associée.

4.14 WR 48

WR 48 se trouve être un système triple, mais comme c'est régulièrement le cas, on ne connaît pas encore parfaitement les caractéristiques spectrales et orbitales de l'étoile tertiaire. Il serait par conséquent intéressant avant toute chose d'effectuer des observations de type spectroscopiques pour déterminer le type spectral exact de l'étoile ternaire, et de planifier des mesures ayant pour but de déterminer sa période orbitale.

4.15 HD 124314

Dans le cas de HD 124314, l'information la plus importante à déterminer pour rendre cette étude complète et homogène est le statut de multiplicité. Il semblerait qu'il s'agisse d'un système binaire, mais le compagnon de l'étoile principale reste à ce jour non-encore découvert. Il faudrait par conséquent lancer une série d'observations ayant pour but de repérer et de caractériser ce compagnon, ainsi que la période orbitale lui étant associée.

4.16 HD 150136

Comme dans le cas de HD 15558, la bonne connaissance des caractéristiques orbitales et stellaires du système HD 150136 (Tables 2.1 et 2.2, Sana et al. 2013 [67]) nous ont permis de l'étudier plus en détail. Les figures 4.6 à 4.10 représentent schématiquement l'orbite de l'étoile secondaire autour de la primaire, ainsi que les photosphères radio de 3.6, 6, 13, 20 et 50 cm respectivement. Ces figures sont construites selon les mêmes conventions que les figures 4.1 à 4.5 présentées dans la section 4.1.

Il nous est ainsi possible de planifier des observations dans le domaine radio de manière efficace, puisqu'il est manifeste qu'à 3.6 et 6 cm le point de stagnation est en dehors de la photosphère radio, tandis qu'il n'est visible qu'à certaines phases pour des longueurs d'onde plus élevées. Ainsi, il est préférable de lancer prioritairement des observations entre les phases 0.013 et 0.987 à 13 cm, 0.032 et 0.968 à 20 cm, et 0.089 et 0.911 à 50 cm.

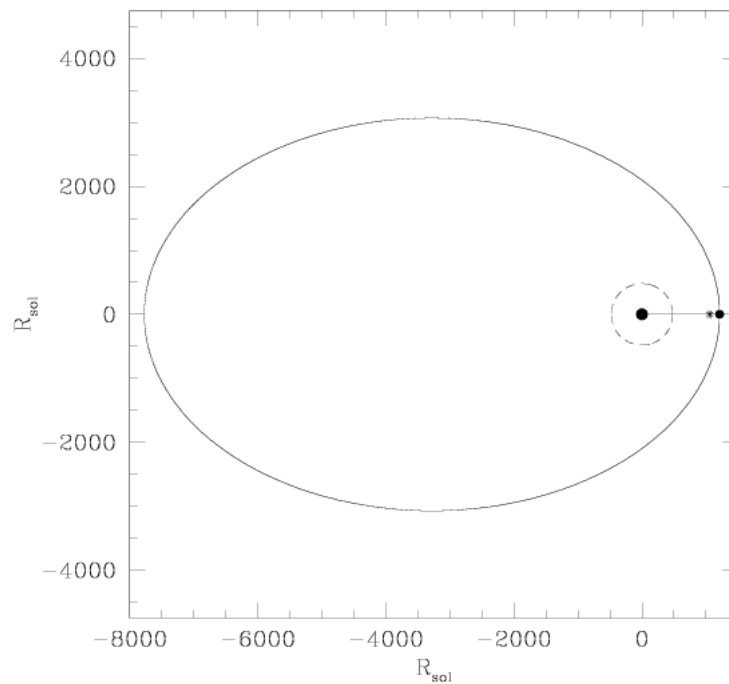


FIGURE 4.6: Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm

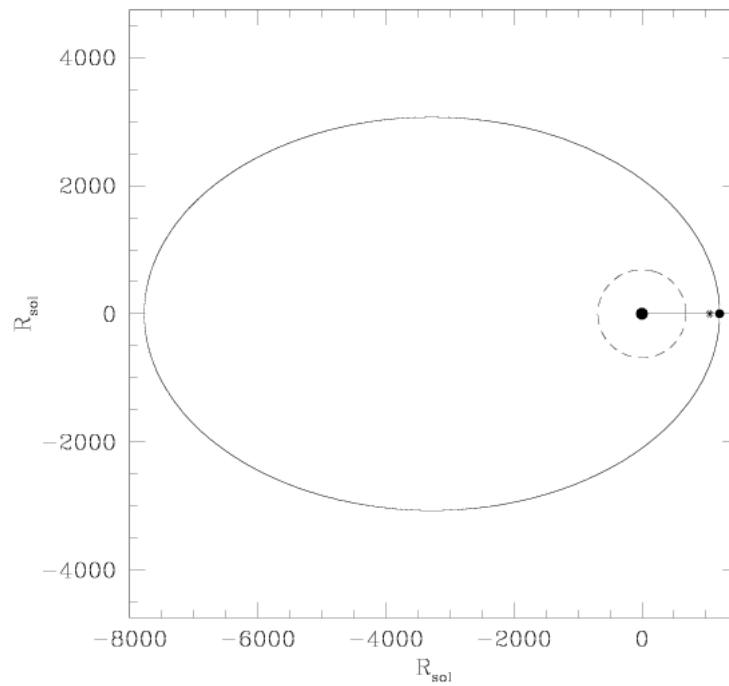


FIGURE 4.7: Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm

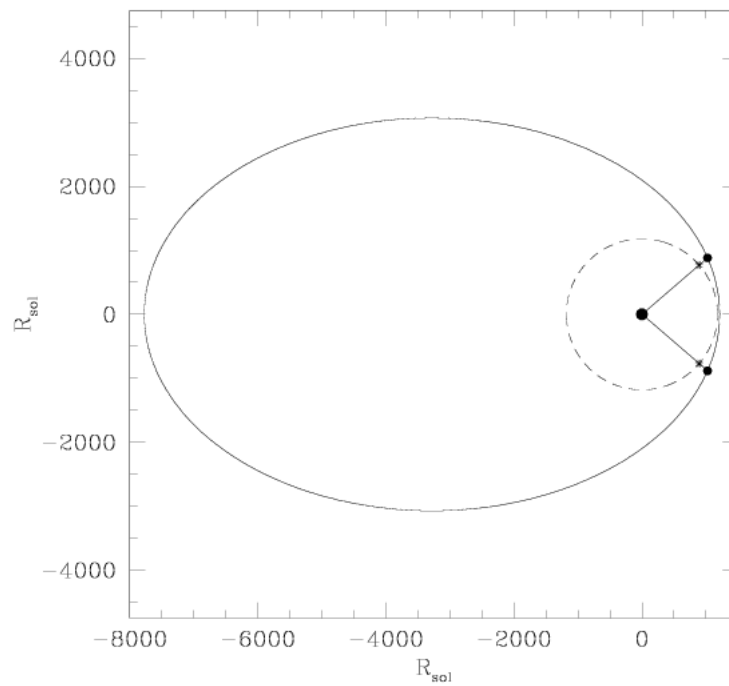


FIGURE 4.8: Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm

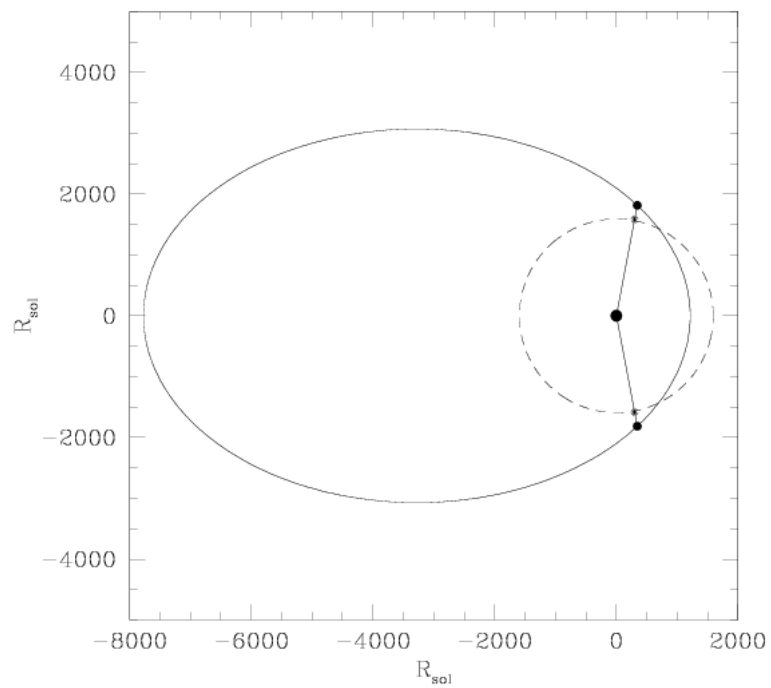


FIGURE 4.9: Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm

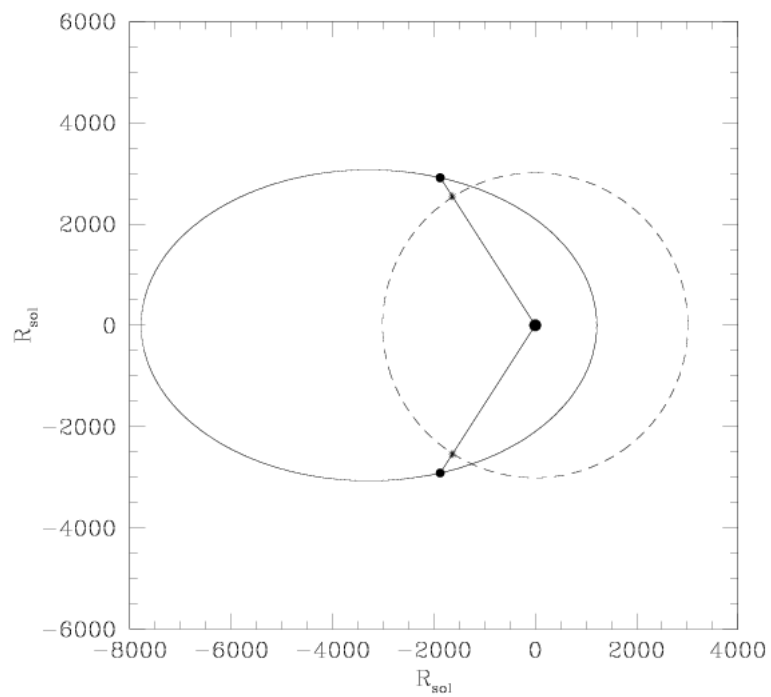


FIGURE 4.10: Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm

4.17 HD 151804

Dans le cas de HD 151804, le statut de multiplicité est totalement inconnu. Jusqu'à présent, aucune indication de la présence d'un compagnon n'a été observée, ce qui est en désaccord avec son indice spectral nettement non-thermique selon notre modèle de production de rayonnement radio synchrotron. La première chose à faire serait d'effectuer de nouvelles mesures dans le domaine radio pour confirmer la présence de rayonnement radio synchrotron. Si ce rayonnement était bel et bien confirmé, il faudrait dès lors chercher la présence de ce compagnon, ainsi que ses caractéristiques spectrales et orbitales.

4.18 WR 78

WR 78 se trouve être dans la même situation que HD 151804 présenté ci-dessus. En effet, nous n'avons à ce jour aucune indication concernant son statut de multiplicité. Cette fois-ci, cependant, il présente un indice spectral supérieur à 0.3 que nous avons supposé comme étant la limite supérieure au rayonnement de type non-thermique, du moins à très courtes longueurs d'onde. Toutefois, l'indice spectral mesuré entre 6 et 13 cm par Setia Gunawan et al. (2003)[100] est négatif, justifiant son appartenance à l'échantillon. Il serait donc intéressant de prévoir une campagne de mesures de sa densité de flux radio à plusieurs époques, pour déterminer l'éventuel lien entre une variabilité radio et la présence d'un compagnon, dont la recherche pourrait se faire conjointement par spectroscopie, par exemple.

4.19 WR 79a

Contrairement aux deux cas précédents, WR 79a est certifié comme étant un système binaire. Cependant, nous n'avons à ce jour aucune information concernant le type spectral de l'étoile secondaire de ce système. Il serait par conséquent intéressant d'entamer une série de mesures de type spectroscopique de manière à compléter notre connaissance de ce système. De plus, la période orbitale associée à ce compagnon n'est pas connue. Il faudrait donc prévoir des observations supplémentaires visant à la déterminer avec précision.

4.20 HD 152623

HD 152623 est un système triple dont on connaît la période orbitale associée à l'étoile secondaire (3.9 jours), mais dont la période orbitale associée à l'étoile tertiaire est à ce jour encore inconnue, comme c'est régulièrement le cas des systèmes triples. Il serait par conséquent intéressant de lancer une série d'observations ayant pour but de clarifier ce point. De plus, les types spectraux des étoiles secondaire et tertiaire étant encore mal connus, il serait bon d'effectuer des observations de type spectroscopique afin d'améliorer notre connaissance de ce système.

4.21 WR 89

On peut voir dans la Table 2.3 que WR 89 possède un indice spectral clairement thermique, ce qui est en désaccord avec sa présence dans notre échantillon. Cependant, ce système possède

un flux extrêmement variable, ce qui pourrait laisser supposer que les mesures utilisées dans les calculs de l'indice spectral de la Table 2.3 ont été effectuées lorsque la contribution non-thermique à l'émission radio était totalement absorbée. On obtiendrait de cette manière un indice spectral de type thermique. Il serait donc intéressant d'effectuer de nouvelles mesures de densité de flux à différentes phases de l'orbite de manière à confirmer cette explication et l'appartenance de cet objet à la classe des systèmes binaires massifs accélérateurs de particules. Des observations spectroscopiques et/ou interférométriques devraient également être envisagées en vue de déterminer les paramètres orbitaux de ce système encore assez mal connu.

4.22 WR 90

WR 90 est à nouveau un cas qui soulève des questions étant donné qu'aucun compagnon n'a encore été détecté. Il serait donc intéressant d'effectuer de nouvelles observations destinées à vérifier l'existence d'un compagnon.

4.23 WR 98

L'information qu'il serait bon de clarifier prioritairement dans le cas de WR 98, dans le cadre de cette étude, se trouve être le type spectral des étoiles primaire et secondaire du système. En effet, il fut montré que l'étoile primaire de ce système se trouve être une Wolf-Rayet, mais des incertitudes subsistent quant à sa classification (WN7 ou WC). En ce qui concerne l'étoile secondaire, si le type spectral est relativement bien connu, la classe de luminosité est jusqu'à maintenant inconnue. Pour remédier à ce manque d'informations, il paraît dès lors important d'effectuer des observations de type spectroscopique de ce système.

4.24 WR 98a

Le seul élément manquant à une bonne homogénéité de ce travail dans le cas du système WR 98a est la caractérisation spectrale précise de l'étoile secondaire. Il serait ainsi intéressant de programmer une étude spectroscopique de ce système pour remédier à cette lacune.

4.25 WR 104

De nombreuses informations sont déjà disponibles pour ce système. Sa période de 220 jours le rend relativement accessible pour des campagnes d'observations radio. De plus, son inclinaison faible favorise la détection de son émission radio en provenance de la région d'interaction des vents.

4.26 WR 105

Le cas de WR 105 est très similaire à ceux de CD-47 4551, HD 151804 et WR 90, en ce sens qu'il ne nous manque, pour compléter cette étude, qu'une information concernant son statut de multiplicité. Il serait intéressant, par conséquent, de rechercher la présence d'un éventuel compagnon, et de déterminer ses caractéristiques.

4.27 9 Sagittarii

Comme nous l'avons fait précédemment pour HD 15558 et HD 150136, il nous a été possible d'étudier plus en détail le système 9 Sgr, de par notre bonne connaissance de ses caractéristiques stellaires et orbitales (Tables 2.1 et 2.2, Rauw et al. 2012[71]). A nouveau, les figures 4.11 à 4.15 représentent schématiquement l'orbite de l'étoile secondaire autour de la primaire, ainsi que les photosphères radio de 3.6, 6, 13, 20 et 50 cm respectivement. Ces figures sont construites selon les mêmes conventions que les figures 4.1 à 4.5 présentées dans la section 4.1.

Nous pouvons ainsi prévoir efficacement des campagnes d'observation à différentes longueurs d'onde dans le domaine radio en analysant les figure mentionnée ci-dessus. En effet, s'il est possible d'observer un rayonnement radio synchrotron à 3.6 et 6 cm quelle que soit la phase orbitale, il est préférable de prendre en considération la taille de la photosphère radio que ce soit à 13, 20 ou 50 cm. Il est en effet manifeste, sur les figures 4.13 à 4.15, qu'il ne sera *a priori* possible d'effectuer des mesures de manière efficace qu'entre les phases 0.034 et 0.966 à 13 cm, 0.059 et 0.941 à 20 cm et 0.163 et 0.837 à 50 cm.

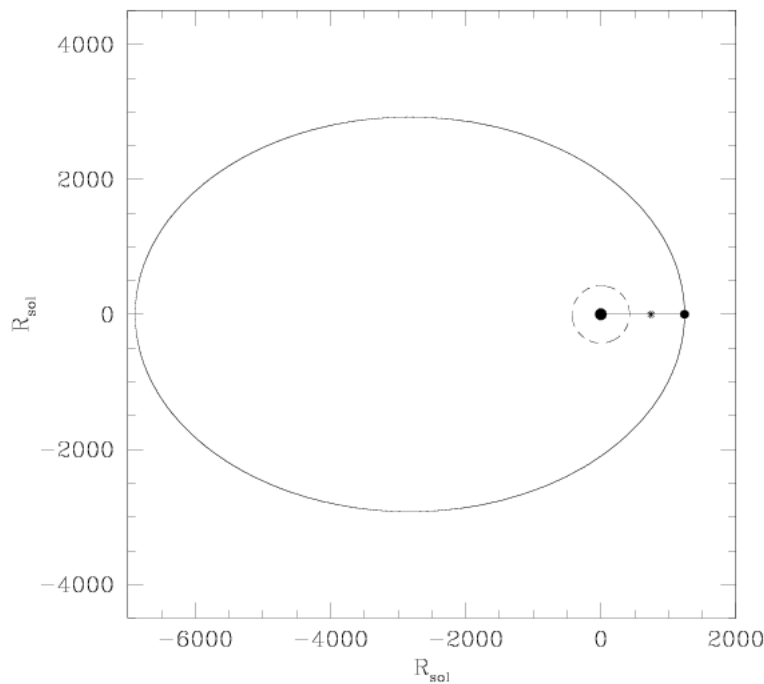


FIGURE 4.11: Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm

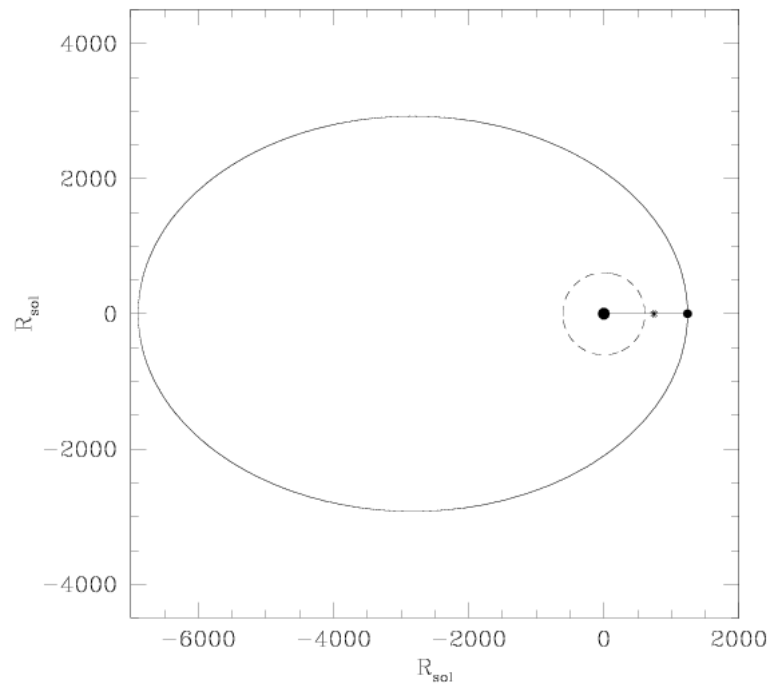


FIGURE 4.12: Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm

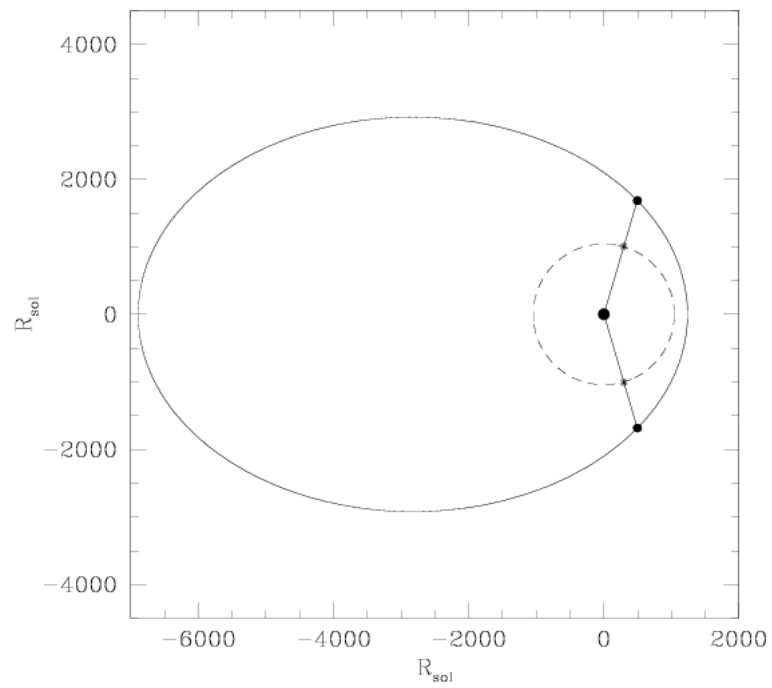


FIGURE 4.13: Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm

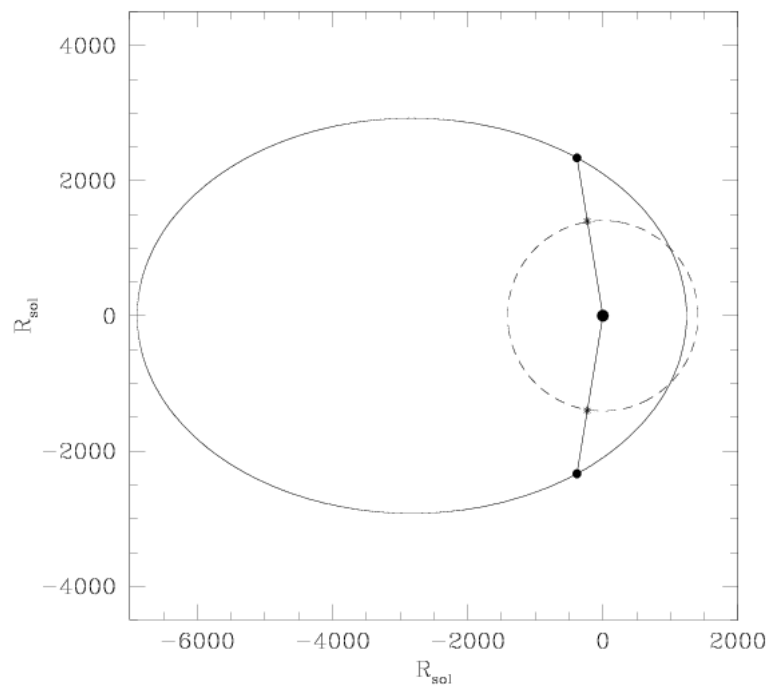


FIGURE 4.14: Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm

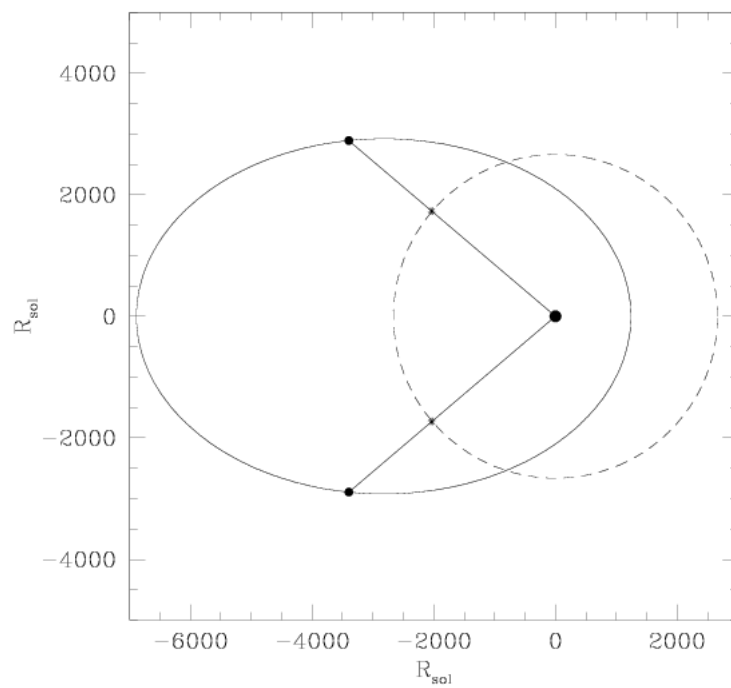


FIGURE 4.15: Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm

4.28 WR 112

Dans le cas de WR 112, il a été montré qu'il s'agissait vraisemblablement d'un système binaire, mais aucune information sur la nature du compagnon n'a encore été déterminée. Il paraît donc intéressant de lancer une campagne de mesure destinée à clarifier celle-ci, et à déterminer les paramètres orbitaux.

4.29 HD 167971

Étant donné les dimensions de l'orbite de ce système (~ 20 ans, pour la grande orbite), des observations interférométriques se sont avérées capables de résoudre le système. La campagne interférométrique doit suivre son cours pour déterminer les paramètres orbitaux.

4.30 HD 168112

Il s'agit, dans le cas de HD 168112, de confirmer le statut de multiplicité supposé, c'est-à-dire de confirmer la présence du compagnon de l'étoile principale et de déterminer ses caractéristiques spectrales et orbitales.

4.31 CEN 1a

La seule information manquant à une bonne homogénéité de cette étude dans le cas de CEN 1a est le type spectral de l'étoile secondaire de ce système binaire, ainsi que la période qui lui est associée. Pour ce faire, une série d'observations de type spectroscopique est nécessaire.

4.32 CEN 1b

La situation de CEN 1b se trouve être exactement la même, dans le cadre de ce travail, que celle de CEN 1a présenté dans la section 4.31 ci-dessus.

4.33 WR 125

Pour ce qui est de WR 125, notre connaissance du système est relativement bonne, si ce n'est que la période associée à l'étoile secondaire n'est pas connue avec précision. Cependant, cette période étant estimée supérieure à une quinzaine d'années, un suivi sur le long terme s'impose en vue d'étudier la multiplicité de cet objet comme il se doit.

4.34 HD 190603

HD 190603 est le sixième objet de notre échantillon, après CD-47 4551, HD 151804, WR 78, WR 90 et WR 105, à soulever le problème lié à l'absence d'indices indiquant la présence d'un compagnon à l'étoile principale. Comme exposé dans les sections relatives aux objets cités, notre modèle d'émission de rayonnement radio synchrotron se base sur l'interaction

entre les vents primaire et secondaire dans un système binaire massif. Il est dès lors nécessaire de commencer par rechercher ce compagnon potentiel, afin de confirmer ou d'infirmer l'appartenance de ces objets à la classe des systèmes binaires massifs accélérateurs de particules.

De plus, l'indice spectral associé aux mesures effectuées précédemment dans le domaine radio pour HD 190603 est légèrement supérieur à la limite de 0.3 que nous nous sommes imposée dans la sous-section 2.3.1 pour juger de la non-thermicité d'un rayonnement. Toutefois, l'indice spectral mesuré entre 2 et 6 cm est clairement inférieur à 0.3 (Scuderi et al. 1998 [112]). Il paraît donc utile d'effectuer de nouvelles mesures de la densité de flux à différentes longueurs d'onde afin de caractériser le spectre radio de ce système dans un domaine étendu. Il est intéressant de constater que les mesures effectuées à 3.6 et 6 cm ne suffisent pas à identifier ce système comme émetteur radio non-thermique, bien que son appartenance à cette classe soit avérée. Nous avons donc ici une preuve du grand intérêt qu'il y a à multiplier les mesures à de nombreuses longueurs d'onde.

Il s'agit de la seule étoile de type B de notre échantillon. Toutefois, son stade d'évolution avancé lui confère un taux de perte de masse particulièrement élevé (Clark et al. 2012 [94]), ce qui implique une augmentation de sa puissance cinétique par rapport à ses stades d'évolution antérieurs.

La figure 4.16 présente le rayon de la photosphère radio de cette étoile, calculée suivant la même démarche que celle présentée dans la section 3.2, en fonction de la longueur d'onde. On peut y voir que, de par son état d'évolution avancé, et par conséquent la puissance élevée de ses vents stellaires et son taux de perte de masse élevé, le rayon de la photosphère radio de cette étoile est également particulièrement élevé, en comparaison avec les photosphères radio associées, par exemple, aux étoiles de type O, qui sont présentées à la section 3.2. La détection de rayonnement non-thermique en provenance de cet objet suggère donc la présence d'un compagnon sur une orbite de longue période.

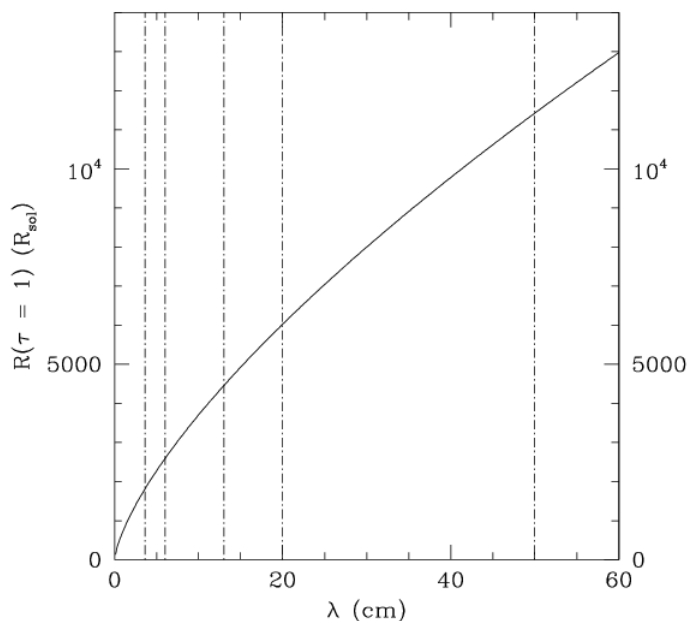


FIGURE 4.16: Rayon de la photosphère radio de HD 190603 en fonction de la longueur d'onde

4.35 WR 133

Le cas de WR 133 est surprenant. En effet, grâce à notre bonne connaissance des paramètres stellaires et orbitaux de ce système (Tables 2.1 et 2.2, Underhill & Hill 1994 [77]), il nous a été possible de représenter schématiquement l'orbite de l'étoile secondaire autour de l'étoile primaire, ainsi que la photosphère radio. Il est important de signaler qu'il perdure une grande incertitude sur l'inclinaison du système dans le document [77]. Pour remédier à cette situation, j'ai utilisé les paramètres $m \sin^3 i$ donnés dans ce même document, conjugués avec les masses stellaires typiques par type spectral développées par Martins et al. en 2005 [119]. Il m'a ainsi été possible d'établir une inclinaison du système proche de 17° , permettant aisément de calculer ainsi les demi grand-axes du système via les paramètres $a \sin i$ présentés dans le document de Underhill & Hill. Les résultats associés à une photosphère radio à 3.6 cm sont présentés dans la figure 4.17, qui est construite suivant les mêmes conventions que les figures présentées à la section 4.1.

Il est manifeste, en observant cette figure, que tout rayonnement radio synchrotron émis au point de stagnation devrait être directement absorbé, quelle que soit la phase et la longueur d'onde, puisque l'entièreté de l'orbite de l'étoile secondaire autour de la primaire se trouve noyée dans la photosphère radio à 3.6 cm, donc a fortiori aux longueurs d'ondes plus élevées, puisque nous avons vu dans la section 3.2 que le rayon de cette photosphère radio augmente avec la longueur d'onde. Malgré tout, des mesures très nettes d'un rayonnement radio synchrotron ont été effectuées (Table 2.3) et cela même à grandes longueurs d'onde ! Il faut dès lors chercher une explication à ce phénomène, que ce soit par une zone productrice de rayonnement synchrotron exceptionnellement étendue (voir Section 3.4) ou par la présence d'un troisième objet, dont le vent stellaire, en interagissant avec les vents primaire et secondaire combinés, est la cause du rayonnement radio synchrotron observer. Dans tous les cas, des observations complémentaires sont nécessaires pour résoudre ce problème.

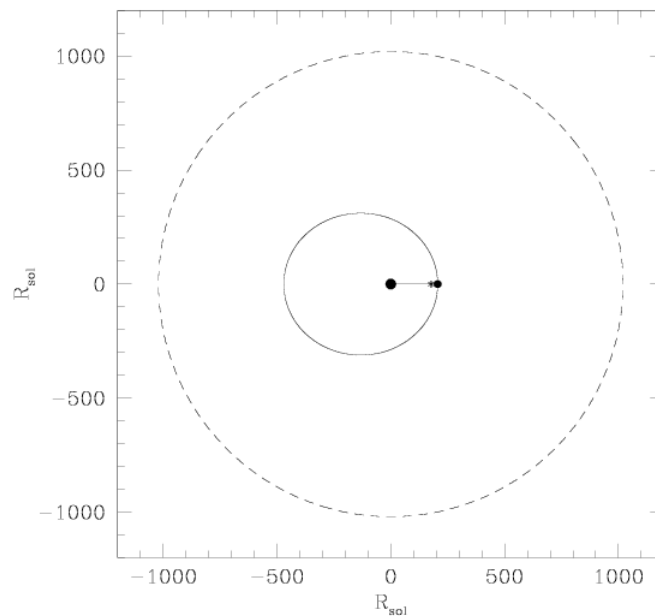


FIGURE 4.17: Représentation schématique de l'orbite du système WR 133 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm

4.36 WR 137

Grâce à la bonne connaissance des caractéristiques stellaires et orbitales de WR 137 (Tables 2.1 et 2.2, Lefèvre et al. 2005 [78]), il fut à nouveau possible de l'étudier plus en détail. Les figures 4.18 à 4.22 représentent schématiquement l'orbite de l'étoile primaire autour de l'étoile secondaire ainsi que, respectivement, les photosphères radio à 3.6, 6, 13, 20 et 50 cm, avec les mêmes conventions de construction que les figures 4.1 à 4.5 de la section 4.1.

Grâce à ces figures, il est possible de planifier des observations de manière efficace à différentes longueurs d'onde, afin de, par exemple, compléter la Table 2.3 afin de rendre cette étude complète et homogène. De fait, on peut voir sur ces figures qu'il est possible d'effectuer des observations de rayonnement radio synchrotron quelle que soit la phase à 3.6, 6 et 13 cm, tandis qu'il vaut mieux planifier les observations entre les phases 0.26 et 0.74 à 20 cm, et que toute observation semble compromise à 50 cm, le point de stagnation se situant à l'intérieur de la photosphère radio quelle que soit la phase considérée.

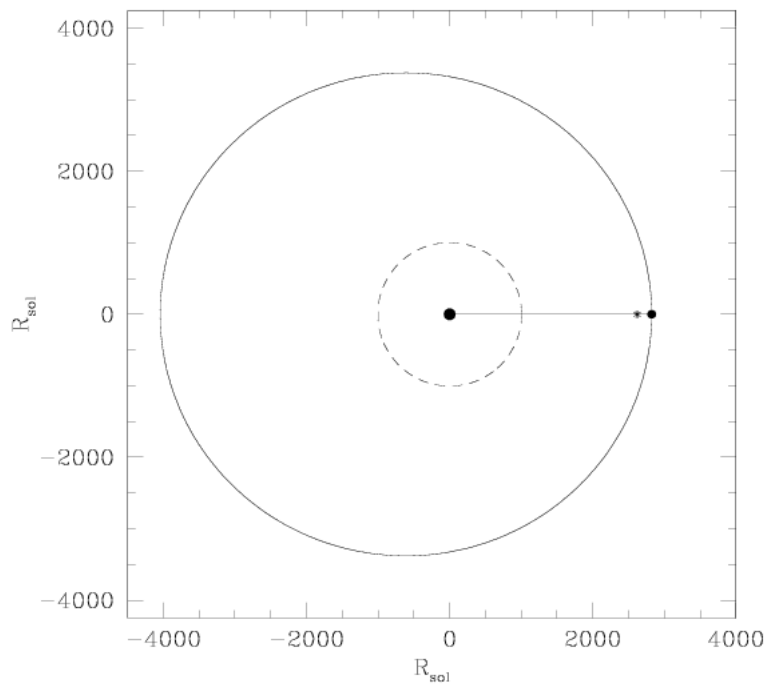


FIGURE 4.18: Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm

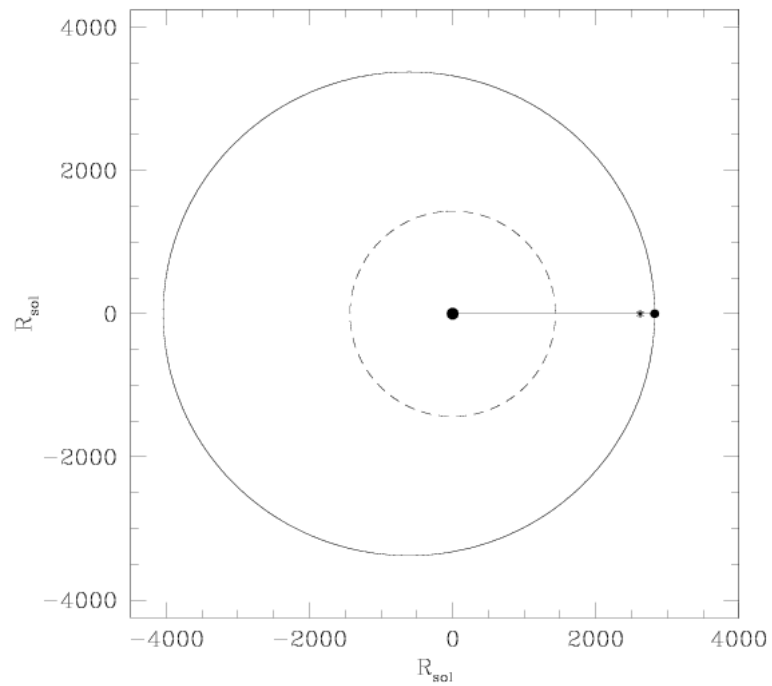


FIGURE 4.19: Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm

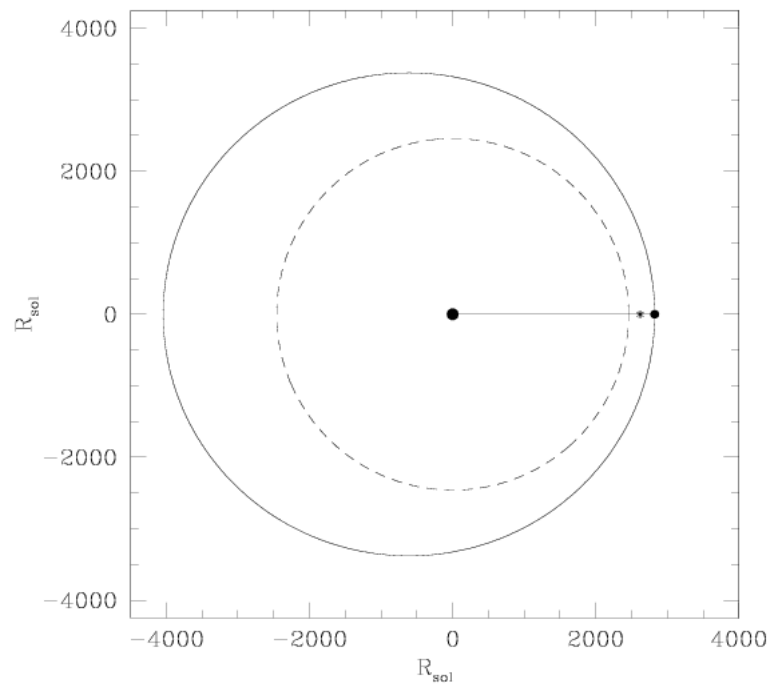


FIGURE 4.20: Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm

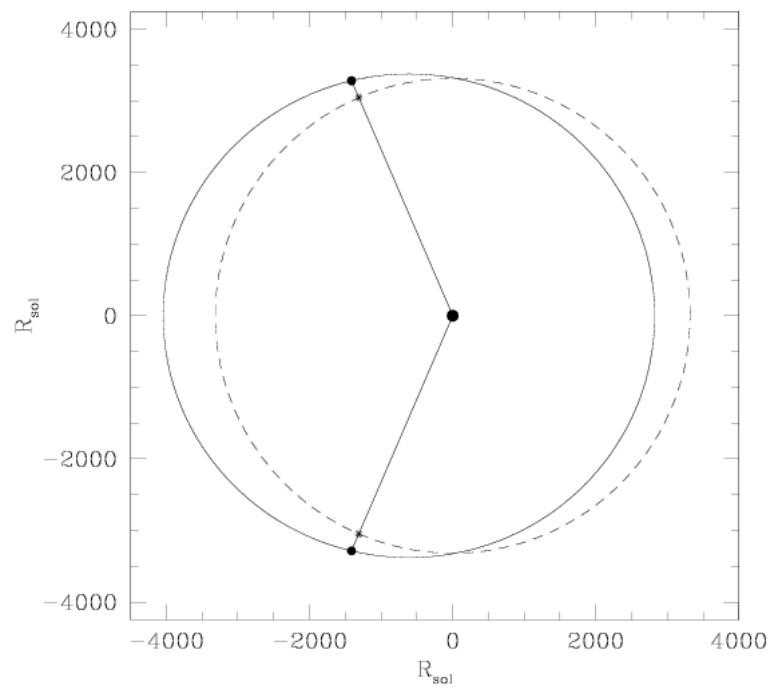


FIGURE 4.21: Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm

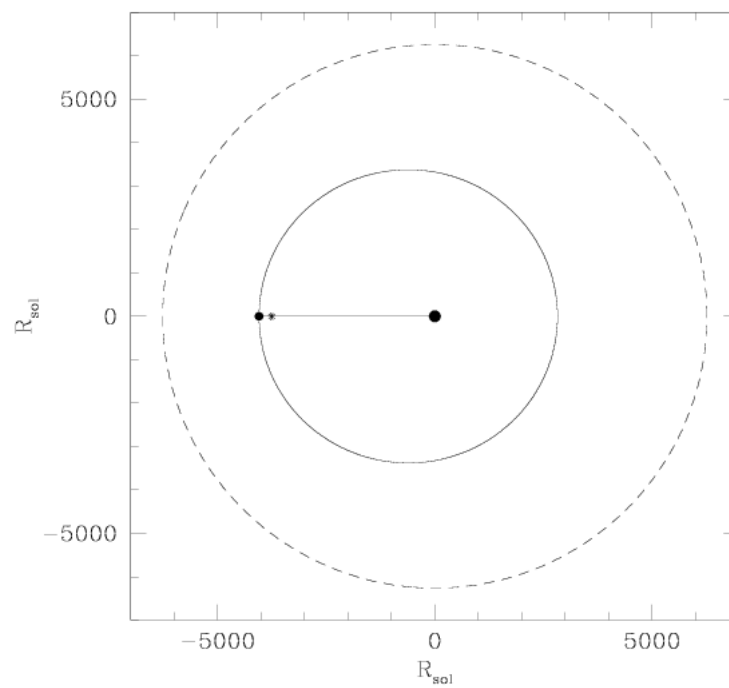


FIGURE 4.22: Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm

4.37 WR 140

Bien que les connaissances actuelles du système WR 140 soient suffisantes pour effectuer une étude détaillée comme, par exemple, dans le cas de WR 137, nous ne l'avons pas envisagé dans le cadre de ce travail, car ce système a déjà bénéficié d'un monitoring radio relativement important, impliquant une grande quantité d'informations disponibles dans le domaine radio, ce qui l'exclut de notre démarche visant à identifier, dans la mesure du possible, la détectabilité d'un rayonnement radio synchrotron issus des systèmes constituant notre échantillon.

4.38 Cygnus OB2 #5

Cyg OB2 #5 faisant l'objet de nombreuses recherches, il est relativement bien connu. La seule information qu'il pourrait être intéressant de peaufiner, dans le cadre de cette étude, est le type spectral de l'étoile tertiaire de ce système quadruple. Pour ce faire, une étude spectroscopique est nécessaire, éventuellement couplée à de l'interférométrie.

Il est également intéressant de constater que la période orbitale associée à l'étoile quaternaire n'est pas connue avec précision. Cependant, comme présenté dans la section 4.2, les périodes orbitales de longue durée ne sont pas mesurables de manière efficace, puisqu'il est bien entendu impensable d'effectuer des mesures continues sur l'entièreté d'une telle orbite.

4.39 Cygnus OB2 #9

A nouveau, Cyg OB2 #9 est suffisamment bien connu pour que l'on en fasse une étude détaillée, mais ce système ayant déjà bénéficié d'un monitoring radio important, il ne semble pas utile de faire une telle étude dans le cadre de ce travail, dont l'un des principaux objectifs est d'estimer la détectabilité des objets considérés dans le domaine radio.

4.40 Cygnus OB2 #8A

Il en est de même pour Cyg OB2 #8A que pour Cyg OB2 #9 et WR 140 : bien qu'ayant une connaissance du système suffisamment bonne pour effectuer une étude détaillée de celui-ci, nous ne l'effectuons pas dans le présent document car le système a déjà fait preuve, par monitoring radio important effectué précédemment, de sa bonne détectabilité dans le domaine radio (du moins à courtes longueurs d'onde).

4.41 Cygnus OB2-335

Le système Cyg OB2-335 est certifié comme étant un système binaire avec une période très courte, ce qui est incompatible avec la détection avérée de rayonnement synchrotron radio. La question posée ici est de savoir s'il ne s'agirait pas en réalité d'un système triple, dont l'étoile tertiaire n'aurait pas encore été découverte. En effet, les systèmes triples ont généralement une période très courte, de l'ordre de quelques jours à quelques dizaines de jours, et une période tertiaire beaucoup plus longue. C'est l'existence prouvée de tels systèmes, comme par exemple

HD 150136 et HD 167971, qui amène à penser que les systèmes binaires à très courte période dans notre échantillon sont potentiellement triples, avec l'étoile tertiaire non encore découverte.

Ainsi, une étude approfondie du système Cyg OB2-335, qui a une période orbitale de seulement quelques jours, pourrait mener à la découverte d'une troisième étoile lui étant liée. Il serait également bon de planifier une campagne de mesures ayant pour but de préciser la période orbitale associée à l'étoile secondaire, qui n'est, à ce jour, pas connue avec précision.

4.42 WR 146

Le recensement des informations effectué dans le cadre de ce travail a permis de constater que le type spectral de l'étoile secondaire de WR 146 n'est pas connu avec précision, de même que la période orbitale lui étant associée. De plus, certaines observations précédentes (Setia Gunawan et al. 2000 [120]) semblent suggérer l'existence d'un troisième objet lié à ce système. Il faudrait donc effectuer d'autres mesures pour détecter cette étoile tertiaire potentielle et la caractériser.

4.43 WR 147

Un élément manquant, dans le cadre de ce travail, concernant WR 147 est la connaissance précise de la période orbitale associée à l'étoile secondaire. Une fois de plus, il pourrait s'agir d'une très longue période dont le suivi n'est pas envisageable.

Chapitre 5

Résumé et conclusions

Nous allons dans ce chapitre analyser la réponse qu'il nous est possible d'apporter, au terme de ce travail, aux différents objectifs que nous nous étions donné à remplir.

La caractérisation de l'échantillon

Le recensement et la discussion d'une grande quantité d'informations trouvées dans la littérature a permis de caractériser pour la première fois l'espace des paramètres de vents stellaires couvert par la classe des binaires massives accélérant des particules. Les membres de cette classe d'objets occupent une région de l'espace des paramètres des vents stellaires (vitesse terminale - taux de perte de masse) couvrant tout le domaine peuplé par les étoiles de types O et Wolf-Rayet (que ce soit WN ou WC). Le domaine relatif aux étoiles de type B ne semble pas couvert. Cela peut s'expliquer soit par une incapacité intrinsèque à accélérer significativement des particules, soit par un biais observationnel (leur vent plus faible peut ne pas suffire à alimenter des processus non-thermiques au-delà du seuil de détection des observatoires actuels).

En ajoutant à cela le très vaste domaine de période orbitale couvert, allant de quelques jours (~ 22 jours pour Cyg OB2 #8A) à plusieurs dizaines d'années (> 100 ans pour δ Ori A), on obtient un espace des paramètres à 3D couvert par cette étude très vaste. De par sa très grande taille, ce volume de l'espace des paramètres contient très certainement bon nombre de systèmes n'appartenant pas de façon connue à la classe des binaires massives accélérant des particules, et on peut *a priori* s'attendre à ce que certains d'entre eux soient identifiés comme tels à l'avenir, ce qui élargit grandement le champ d'investigation relatif à cette classe d'objets.

Enfin, une première estimation de l'efficacité de la conversion de la puissance cinétique du vent dominant en luminosité radio synchrotron a été réalisée, ce qui s'avère utile en vue de dresser un bilan énergétique des processus physiques impliqués dans le thème de ce travail.

L'identification des informations manquantes

Comme nous avons pu le voir au travers des Chapitres 3 et 4, il existe différents types d'informations manquantes à travers l'ensemble de l'échantillon étudié.

L'information la plus fondamentale à confirmer, dans le cadre de ce travail, est l'appartenance même à la classe d'objets étudiée. Ainsi, il est impératif, lorsque ce n'est pas encore fait (comme dans le cas de WR 89, ou encore HD 93250), de clarifier le statut d'émetteur radio non-thermique des systèmes considérés. Par la suite, il est alors possible de se pencher sur les autres

informations manquantes, telles que le statut de multiplicité, la période orbitale du système et les paramètres orbitaux associés. Comme nous l'avons vu, la connaissance du statut de multiplicité est importante dans le sens où on exploite l'interaction entre les différents vents stellaires au sein d'un système multiple pour expliquer la production de rayonnement radio synchrotron. Ainsi, la période associée aux mouvements orbitaux de ces objets se trouve également être la période de variation associée à l'émission d'un tel rayonnement. Enfin, une connaissance approfondie des paramètres orbitaux des systèmes considérés permettrait de planifier efficacement des observations supplémentaires, comme nous l'avons fait dans le cas de quelques objets seulement, de façon à effectuer des mesures supplémentaires des densités de flux à différentes longueurs d'onde, et ce pour chacun des systèmes considérés. En effet, comme nous venons de le rappeler, l'émission d'un rayonnement radio synchrotron par la zone d'interaction des vents est variable, de par les mouvements orbitaux des systèmes. Ainsi, une mesure de la densité de flux à une longueur d'onde donnée et à une phase orbitale donnée n'est pas représentative de l'ensemble de l'émission du système considéré. Il faudrait donc, dans un souci de complétude, effectuer de telles mesures tout au long d'un cycle orbital complet, et à plusieurs longueurs d'onde, y compris à grandes longueurs d'onde, pour chacun des objets appartenant, de manière avérée ou suspectée, à la classe d'objets étudiée ici.

Propositions relatives à de futures études observationnelles

Il existe un certain nombre d'observatoires radio à travers le monde. La section 3.1 de ce document est consacrée à une brève description de trois d'entre eux : le VLA, basé aux États-Unis, exploite préférentiellement les courtes longueurs d'onde (3.6 et 6 cm), ainsi que l'ATCA, basé en Australie. Ainsi, toute la sphère céleste est couverte dans le domaine des courtes longueurs d'onde radio. Pour ce qui est des longueurs d'ondes plus élevées (20 et 50 cm), le télescope préférentiellement utilisé sera le GMRT, qui, comme son nom l'indique, est spécialement conçu pour travailler à grande longueur d'onde. Ce télescope, bien que situé en Inde, donc dans l'hémisphère nord, a la possibilité de couvrir une large portion de l'hémisphère sud céleste (jusqu'à -53°) de par sa proximité de l'équateur. De telles études dans le domaine radio sont nécessaires pour contraindre les modèles d'émission non-thermique et étudier les processus d'accélération des particules.

Nous avons vu, tout au long du Chapitre 4, qu'un grand nombre d'observations devraient être effectuées afin de compléter notre connaissance et notre compréhension de cette classe d'objets que sont les systèmes binaires massifs accélérateurs de particules. Les deux principaux types d'observations qu'il est intéressant d'exploiter sont d'un côté la spectroscopie, et de l'autre l'interférométrie.

La spectroscopie permet de déterminer les mouvements de la source au travers des variations de vitesse radiale, qui se manifestent idéalement par un dédoublement des raies spectrales émises par les composantes du système. Si cette source est un système binaire, il est ainsi possible de séparer le spectre combiné du système en les composantes issues de chacune des étoiles qui le composent. Cette technique, si elle est très efficace pour des systèmes à courte période, devient délicate lorsque la période orbitale du système étudié excède la dizaine d'année, car l'amplitude des variations dues au mouvement orbital tombe sous les barres d'erreurs de mesures instrumentales.

L'interférométrie, quant à elle, nécessite une période orbitale de plus grande durée pour être efficace. En effet, la résolution angulaire obtenue par interférométrie dépend fortement de la taille

de la base interférométrique. Or, avec les plus grandes bases disponibles actuellement, il n'est possible d'obtenir qu'une résolution angulaire de l'ordre de la milliseconde d'arc, ce qui équivaut, pour un système distant de typiquement quelques kiloparsecs, à une séparation linéaire entre deux objets de quelques unités astronomiques, soit, pour un système binaire, une période de quelques années.

Il est intéressant de remarquer que les domaines d'efficacité de ces deux techniques observationnelles se recouvrent sur un certain intervalle de période. Pour des systèmes ayant une période orbitale de l'ordre de quelques années, il est dès lors possible de combiner les deux techniques, et ainsi obtenir un modèle 3D du système. C'est ce qui a été réalisé dans le cas de HD 150136 [67]. Des études similaires menées sur d'autres objets caractérisés par une période orbitale de quelques années devrait nous permettre d'aboutir à une vision tri-dimensionnelle de leur orbite, ce qui constituera une excellente base pour la modélisation ultérieure des processus d'émission non-thermique et du mécanisme d'accélération des particules dans ces systèmes.

Liste des tableaux

2.1	Catalogue des étoiles massives accélératrices de particules, classées par ascension droite croissante, avec type spectral et information sur la multiplicité	8
2.2	Paramètres des vents stellaires	10
2.3	Densités de flux et indices spectraux	13
2.4	Luminosité radio synchrotron	15
3.1	Liste des configurations possibles des antennes du VLA et la séparation maximale associée	20
3.2	Bandes en fréquence exploitées au VLA, exprimées en GHz, ainsi que la longueur d’onde moyenne et la résolution angulaire maximale associées à chaque bande	21
3.3	Bandes fréquentielles exploitées à l’ATCA et longueurs d’onde et résolutions angulaires associées.	22
3.4	Bandes en fréquence exploitées au GMRT et longueurs d’onde et résolutions angulaires associées.	23

Table des figures

1.1	Représentation schématique du mécanisme de Fermi résultant en l’accélération des particules chargées dans un système binaire massif. DSA signifie “diffusive shock acceleration”. [14]	3
2.1	\dot{M} en fonction de v_∞	11
2.2	Relation entre la luminosité radio et la puissance cinétique	16
2.3	Relation entre le facteur d’efficacité et la puissance cinétique	16
3.1	Répartition géographique des observatoires radio VLA, ATCA et GMRT	20
3.2	Photographie de 18 des 27 antennes du VLA	21
3.3	Photographie de cinq des six antennes d’ATCA, dont trois sur le rail principal et deux sur le rail orienté vers le nord	22

3.4	Gauche : les 14 antennes centrales. Droite : les 16 antennes réparties “en Y” autour des antennes centrales [117]	23
3.5	Photographie de onze des quatorze antennes centrales du GMRT	23
3.6	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WC 4 à 6 en fonction de la longueur d’onde	25
3.7	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WC 7 à 9 en fonction de la longueur d’onde	26
3.8	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WN 3 à 6 en fonction de la longueur d’onde	26
3.9	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type WN 6 à 9 en fonction de la longueur d’onde	27
3.10	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O3 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	27
3.11	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O4 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	28
3.12	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	28
3.13	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O5.5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	29
3.14	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O6 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	29
3.15	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O6.5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	30
3.16	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O7 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	30
3.17	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O7.5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	31
3.18	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O8 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	31
3.19	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O8.5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	32
3.20	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O9 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	32
3.21	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O9.5 en fonction de la longueur d’onde, pour trois classes de luminosité	33
3.22	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O supergéantes en fonction de la longueur d’onde. Les courbes situées entre la courbe O6.5I et O8.5I sont respectivement les courbes associées aux étoiles O7I, O7.5I et O8I.	34
3.23	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O géantes en fonction de la longueur d’onde. Les courbes situées au-delà de la courbe O6.5III sont respectivement les courbes associées aux étoiles O8.5III, O7.5III, O8III, O9III, O9.5III et O7III.	34
3.24	Rayon de la photosphère radio des étoiles de type O naines en fonction de la longueur d’onde. Les courbes situées au-delà de la courbe O6.5V sont respectivement les courbes associées aux étoiles O7V, O7.5V, O8V, O9V et O9.5V, les quatre dernières courbes se superposant.	35

4.1	Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm	38
4.2	Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm	39
4.3	Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm	39
4.4	Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm	40
4.5	Représentation schématique de l'orbite du système HD 15558 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm	40
4.6	Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm	44
4.7	Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm	45
4.8	Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm	45
4.9	Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm	46
4.10	Représentation schématique de l'orbite du système HD 150136 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm	46
4.11	Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm	49
4.12	Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm	50
4.13	Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm	50
4.14	Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm	51
4.15	Représentation schématique de l'orbite du système 9 Sgr ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm	51
4.16	Rayon de la photosphère radio de HD 190603 en fonction de la longueur d'onde . . .	53
4.17	Représentation schématique de l'orbite du système WR 133 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm	54
4.18	Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 3.6 cm	55
4.19	Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 6 cm	56
4.20	Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 13 cm	56
4.21	Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 20 cm	57
4.22	Représentation schématique de l'orbite du système WR 137 ainsi que de la photosphère radio de son étoile primaire à 50 cm	57

Bibliographie

- [1] J.I. Castor, D.C. Abbott and R.I. Klein (1975) Radiation-driven winds in O stars; *ApJ* 195, 157
- [2] T. Eversberg, S. Lépine and A.F.J. Moffat (1996) Blobs Also in O Star Winds ; Wolf-Rayet stars in the framework of stellar evolution, Université de Liège, Institut d'Astrophysique
- [3] T. Eversberg, S. Lépine and A.F.J. Moffat (1998) Outmoving clumps in the wind of the hot O supergiant ζ Puppis; *ApJ* 494, 799
- [4] A. Feldmeier, J. Puls and A.W.A. Pauldrach (1997) A possible origin for X-rays from O stars ; *A&A* 322, 878
- [5] G. Rauw (2012) Cours d'étoiles variables
- [6] H. Sana and C.J. Evans (2011) The multiplicity of massive stars ; *IAUS* 272, 474
- [7] N. Panagia and M. Felli (1975) The Spectrum of the Free-free Radiation Extended Envelopes ; *A&A* 39, 1
- [8] A.E. Wright and M.J. Barlow (1975) The radio and infrared spectrum of early-type stars undergoing mass loss ; *MNRAS* 170, 41
- [9] S.M. White (1985) Thermal effects in the ultrarelativistic two-stream instability ; *A&SS* 116, 173
- [10] K.S. Cheng and G.E. Romero (2004) Cosmic Gamma-Ray Sources ; Astrophysics and space science library, volume 304
- [11] R.D. Blandford and J.P. Ostriker (1978) Particle acceleration by astrophysical shocks ; *ApJ* 221, L29
- [12] A.R. Bell (1978) The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I ; *MNRAS* 182, 147
- [13] A.R. Bell (1978) The acceleration of cosmic rays in shock fronts - II ; *MNRAS* 182, 443
- [14] M. De Becker et al. (2012) European Week of Astronomy and Space Sciences, Rome, Juillet 2012
- [15] L.O. Drury (2012) Origin of cosmic rays ; *Aph* 39, 52
- [16] E.A. Helder, J. Vink, A.M. Bykov, Y. Ohira, J.C. Raymond and R. Terrier (2012) Observational Signatures of Particle Acceleration in Supernova Remnants ; *SSRv* 173, 369
- [17] A.M. Hillas (1984) The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays ; *ARA&A* 22, 425
- [18] M. De Becker (2007) Non-thermal emission processes in massive binaries ; *A&A Rev* 14, 171

- [19] P. Massey, K.E. Johnson and K. Degioia-Eastwood (1995) The Initial Mass Function and Massive Star Evolution in the OB Associations of the Northern Milky Way ; ApJ 454, 151
- [20] A.G.A. Brown, E.J. de Geus and P.T. de Zeeuw (1994) The Orion OB1 association. 1 : Stellar content ; A&A 289, 101
- [21] P.T. de Zeeuw, R. Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A. Brown, and A. Blaauw (1999) A HIPPARCOS Census of the Nearby OB Associations ; AJ 117, 354
- [22] W.H. Sherry, F.M. Walter, S.J. Wolk and N.R. Adams (2008) Main-Sequence Fitting Distance to the σ Ori Cluster ; AJ 135, 1616
- [23] M.R. Perez, P.S. The and B.E. Westerlund (1987) On the distances to the young open clusters NGC 2244 and NGC 2264 ; PASP 99, 1050
- [24] K.A. van der Hucht (2001) The VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars ; New Astronomy Review 45, 135
- [25] J.R. North, P.G. Tuthill, W.J. Tango and J. Davis (2007) γ^2 Velorum : orbital solution and fundamental parameter determination with SUSI ; MNRAS 377, 415
- [26] F. Millour, R.G. Petrov, O. Chesneau, et al. (2007) Direct constraint on the distance of γ^2 Velorum from AMBER/VLTI observations ; A&A 464, 107
- [27] P.A. Crowther, L.J. Hadfield, J.S. Clark, I. Negueruela and W.D. Vacca (2006) A census of the Wolf-Rayet content in Westerlund 1 from near-infrared imaging and spectroscopy ; MNRAS 372, 1407
- [28] P. Benaglia, B. Koribalski and J.F. Albacete Colombo (2006) Radio Detection of Colliding Wind Binaries ; PASA 23, 50
- [29] P. Benaglia, G.E. Romero, B. Koribalski and A.M.T. Pollock (2005) Multiwavelength studies of WR 21a and its surroundings ; A&A 440, 743
- [30] N.R. Walborn (1995) The Stellar Content of the Carina Nebula (Invited Paper) ; in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica, Vol. 2, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed.V. Niemela, N. Morrell, & A. Feinstein, 51
- [31] N. Smith (2006) The Structure of the Homunculus. I. Shape and Latitude Dependence from H2 and [Fe II] Velocity Maps of η Carinae ; ApJ 644, 1151
- [32] L.F. Smith, M.M. Shara and A.F.J. Moat (1990) Distances of Galactic WC stars from emission-line fluxes and a quantification of the WC classification ; ApJ 358, 229
- [33] J.M. Chapman, C. Leitherer, B. Koribalski, R. Bouter and M. Storey (1999) Radio Continuum Measurements of Southern Early-Type Stars. III. Nonthermal Emission from Wolf-Rayet Stars ; ApJ 518, 890
- [34] W. Herbst and R.J. Havlen (1977) ARA OB1, NGC 6193 and ARA R1 - an optical study of a very young southern complex ; A&AS 30, 279
- [35] M.M. Hohle, R. Neuhauser and B.F. Schutz (2010) Masses and luminosities of O- and B-type stars and red supergiants ; Astronomische Nachrichten 331, 349
- [36] B. Reipurth (2008b) Young Stars in NGC 6231 and the Sco OB1 Association, ed.Reipurth, B. (ASP), 401

- [37] R.A. Vázquez and G. Baume (2001) *A&A* 371, 908
- [38] G. Montes, M.A. Pérez-Torres, A. Alberti and R.F. Gonzalez (2009) Disentangling the Nature of the Radio Emission in Wolf-Rayet Stars; *ApJ* 705, 899
- [39] J.D. Monnier, P.G. Tuthill and W.C. Danchi (1999) Pinwheel Nebula around WR 98A; *ApJ* 525, L97
- [40] I. Lundstrom and B. Stenholm (1984) Wolf-Rayet stars in open clusters and associations; *A&AS* 58, 163
- [41] B. Bohannan, D.C. Abbott, S.A. Voels and D.G. Hummer (1990) Photospheres of hot stars. IV - Spectral type O4; *ApJ* 365, 729
- [42] Reipurth, B. 2008a, The Young Cluster NGC 6604 and the Serpens OB2 Association, ed. Reipurth, B. (ASP), 590
- [43] V.H. Hoffmeister, R. Chini, C.M. Scheyda, D. Schulze, R. Watermann, D. Nürnberger and N. Vogt (2008) The Stellar Population of M17; *ApJ* 686, 310
- [44] M.J. Barlow and M. Cohen (1977) Infrared photometry and mass loss rates for OBA supergiants and Of stars; *ApJ* 213, 737
- [45] N.D. McErlean, D.J. Lennon and P.L. Dufton (1999) Galactic B-supergiants : A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric parameters and chemical compositions; *A&A* 349, 553
- [46] Reipurth, B. & Schneider, N. 2008, Star Formation and Young Clusters in Cygnus, ed. Reipurth, B. (ASP), 36
- [47] S.M. Dougherty, V. Trenton and A. J. Beasley (2011) The Orbit and Distance of WR140; *BSRSL* 80, 658
- [48] S.M. Dougherty, P.M. Williams, K.A. van der Hucht, M.F. Bode and R.J. Davis (1996) Multifrequency observations of the Wolf-Rayet star WR 146 : another colliding-wind binary ?; *MNRAS* 280, 963
- [49] P.W. Morris, K.A. van der Hucht, P.A. Crowther, D.J. Hillier, L. Dessart, P.M. Williams and A.J. Willis (2000) A 0.4–20 μm spectroscopic study of the clumped wind of WR 147; *A&A* 353, 624
- [50] M. De Becker, G. Rauw, J. Manfroid and P. Eenens (2006) Early-type stars in the young cluster IC 1805 II. The probably single stars HD 15570 and HD 15629, and the massive binary/triple system HD 15558; *A&A* 456, 1121
- [51] A.S. Harvey, D.J. Stickland, I.D. Howarth and E.J. Zuiderwijk (1987) Spectroscopic binary orbits from ultraviolet radial velocities. Paper 3 : delta Orionis; *The Observatory* 107, 205
- [52] J.A. Harvin, D.R. Gies, W.G. Bagnuolo, L.R. Penny and M.L. Thaller (2002) Tomographic Separation of Composite Spectra. VIII. The Physical Properties of the Massive Compact Binary in the Triple Star System HD 36486 (δ Orionis A); *ApJ* 565, 1216
- [53] S.A. Drake (1990) Radio-continuum observations of a small sample of hot stars; *AJ* 100, 572

- [54] D.R. Gies, B.D. Mason, W.I. Hartkopf, , H.A. McAlister, Frazin, A. Richard, M.E. Hahula, L.R. Penny, M.L. Thaller, A.W. Fullerton and M.M. Shara (1993) Binary star orbits from speckle interferometry. 5 : A combined speckle/spectroscopic study of the O star binary 15 Monocerotis ; AJ 106, 2072
- [55] Niemela, V. S. 1991, in IAU Symposium, Vol. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies, ed. K. A. van der Hucht & B. Hidayat, 201
- [56] S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, K.A. van der Hucht, W. Seggewiss, H. Schrijver, B. Stenholm, I. Lundström, D.Y.A. Setia Gunawan, W. Sutantyo, E.P.J. van den Heuvel, J.-P. De Cuyper and A.E. Gómez (1998) Wolf-Rayet stars and O-star runaways with HIPPARCOS II. Photometry ; A&A 331, 1022
- [57] W. Schmutz, J. Schweickhardt, O. Stahl, B. Wolf, T. Dumm, Th. Gang, I. Jankovics, A. Kaufer, H. Lehmann, H. Mandel, J. Peitz and Th. Rivinius (1997) The orbital motion of γ^2 Velorum ; A&A 328, 219
- [58] J.R. North, P.G. Tuthill, W.J. Tango and J. Davis (2007) γ^2 Velorum : orbital solution and fundamental parameter determination with SUSI ; MNRAS 377, 415
- [59] P. Benaglia (2010) Non-Thermal Radio Emission from OB Stars : An Observer's View ; in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol.422, High Energy Phenomena in Massive Stars, ed. J. Martí, P. L. Luque-Escamilla, & J. A. Combi, 111
- [60] V.S. Niemela, R.C. Gamen, R.H. Barbá, E. Fernández Lajús, P. Benaglia, G.R. Solivella, P. Reig and M.J. Coe (2008) The very massive X-ray bright binary system Wack2134 (= WR21a) ; MNRAS 389, 1447
- [61] E.P. Nelan, N.R. Walborn, D.J. Wallace, A.F.J. Moffat, R.B. Makidon, D.R. Gies and N. Panagia (2004) Resolving OB Systems in the Carina Nebula with the Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor ; AJ 128, 323
- [62] H. Sana, J.-B. Le Bouquin, M. De Becker, J.-P. Berger, A. de Koter and A. Mérand (2011) The Non-thermal Radio Emitter HD 93250 Resolved by Long Baseline Interferometry ; ApJ 740, L43
- [63] A. Damineli, D.J. Hillier, M.F. Corcoran, O. Stahl, R.S. Levenhagen, N.V . Leister, J.H. Groh, M.T eodoro, J.F. Albacete Colombo, F. Gonzalez, J. Arias, H. Levato, M. Grosso, N. Morrell, R. Gamen, G.Wallerstein and V. Niemela (2008) The periodicity of the η Carinae events ; MNRAS 384, 1649
- [64] W.I. Hartkopf, B.D. Mason, D.R. Gies, Th. ten Brummelaar, H.A. McAlister, A.F.J. Moffat, M.M. Shara and D.J. Wallace (1999) ICCD Speckle Observations of Binary Stars. XXII. A Survey of Wolf-Rayet Starsfor Close Visual Companions ; AJ 118, 509
- [65] G.M. Hill, A.F.J. Moffat and N. St-Louis (2002) Modelling the colliding-winds spectra of the 19-d WR + OB binary in the massive triple system θ Muscae ; MNRAS 335, 1069
- [66] M.W. Feast, A.D. Thackeray and A.J. Wesselink (1955) Radial velocities of southern B stars determined at the Radcliffe Observatory. (Paper 1) ; MRAS 67, 51
- [67] H. Sana, J.-B. Le Bouquin, L. Mahy, O. Absil, M. De Becker and E. Gosset (2013) Three-dimensional orbits of the triple-O stellar system HD 150136 ; A&A manuscript no. hd150136_v06

- [68] B.D. Mason, D.R. Gies, W.I. Hartkopf, W.G. Bagnuolo Jr., Th. ten Brummelaar and H.A. McAlister (1998) ICCD speckle observations of binary stars. XIX - an astrometric/spectroscopic survey of O stars; *AJ* 115, 821
- [69] R.C. Gamen and V.S. Niemela (2003) The massive Wolf-Rayet binary WR 98 (WN7/WC+O8-9); in *IAU Symposium, Vol. 212, A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 184
- [70] P.G. Tuthill, J.D. Monnier and W.C. Danchi (1999) A dusty pinwheel nebula around the massive star WR104; *Nature* 398, 487
- [71] G. Rauw, H. Sana, M. Spano, E. Gosset, L. Mahy, M. De Becker and P. Eenens (2012) 9 Sagittarii : uncovering an O-type spectroscopic binary with an 8.6 year period; *A&A* 542, A95
- [72] S.V. Marchenko, A.F.J. Moffat, W.D. Vacca, S. Côté and R.Doyon (2002) Massive Binary WR 112 and Properties of Wolf-Rayet Dust; *ApJ* 565, L59
- [73] C. Leitherer, D. Forbes, A. C. Gilmore, J. Hearnshaw, G. Klare, J. Krautter, H. Mandel, O. Stahl, W. Strupat, B. Wolf, F.-J. Zickgraf and E. Zirbel (1987) Photometry and spectroscopy of the O-type variable HD 167971; *A&A* 185, 121
- [74] M. De Becker, H. Sana, O. Absil, J.-B. Le Bouquin and R. Blomme (2012) The long-period eccentric orbit of the particle accelerator HD 167971 revealed by long baseline interferometry; *MNRAS* 423, 2711
- [75] S. M. Dougherty and P. M. Williams (2000) Non-thermal emission in Wolf-Rayet stars : are massive companions required?; *MNRAS* 319, 1005
- [76] C. Cappa, W.M. Goss and K.A. van der Hucht (2004) A Very Large Array 3.6 Centimeter Continuum Survey of Galactic Wolf-Rayet Stars; *AJ* 127, 2885
- [77] A.B. Underhill and G.M. Hill (1994) A study of the moderately wide Wolf-Rayet spectroscopic binary HD 190918; *ApJ* 432, 770
- [78] L. Lefèvre, S.V. Marchenko, S. Lépine, A.F.J. Moffat, A. Acker, T.J. Harries, K. Anuk, D.A. Bohlender, H. Demers, Y. Grosdidier, G.M. Hill, N.D. Morrison, D.C. Knauth, G. Skalkowski and S. Viti (2005) Spectroscopic study of the long-period dust-producing WC7pd+O9 binary HD 192641; *MNRAS* 360, 141
- [79] R. Fahed, A.F.J. Moffat, J. Zorec, et al. (2011) Spectroscopy of the archetype colliding-wind binary WR 140 during the 2009 January periastron passage; *MNRAS* 418, 2
- [80] G. Rauw, J.-M. Vreux and B. Bohannan (1999) The Interacting Early-Type Binary BD +40 deg4220 (V729 Cyg) : Modeling the Colliding Winds Region; *ApJ* 517, 416
- [81] M. Kennedy, S. M. Dougherty, A. Fink and P. M. Williams (2010) Modeling the Radio Emission from Cyg OB2 NO. 5 : A Quadruple System?; *ApJ* 709, 632
- [82] N. Linder, G. Rauw, J. Manfroid, Y. Damerdj, M. De Becker, P. Eenens, P. Royer and J.-M. Vreux (2009) A multiwavelength investigation of the massive eclipsing binary Cygnus OB2 #5; *A&A* 495, 231
- [83] Y. Nazé, L. Mahy, Y. Damerdj, H.A. Kobulnicky, J.M. Pittard, E.R. Parkin, O. Absil and R. Blomme (2012) The 2.35 year itch of Cygnus OB2 #9. I. Optical and X-ray monitoring; *A&A* 546, A37

- [84] M. De Becker, G. Rauw and J. Manfroid (2004b) A Spectroscopic study of the non-thermal radio emitter Cyg OB2 #8A : Discovery of a new binary system ; A&A 424, L39
- [85] D.C. Kiminki, M.V. McSwain and H.A. Kobulnicky (2008) New Massive Binaries in the Cygnus OB2 Association ; ApJ 679, 1478
- [86] D.Y.A. Setia Gunawan, A.G. de Bruyn, K.A. van der Hucht, and P.M. Williams (2000) Multiple variations in the radio light-curve of the colliding wind binary WR 146 (WC6+O) : evidence for a third component ; A&A 356, 676
- [87] S.M. Dougherty, P.M. Williams and D.L. Pollacco (2000) WR 146 - observing the OB-type companion ; MNRAS 316, 143
- [88] P.M. Williams, S.M. Dougherty, R.J. Davis, K.A. van der Hucht, M.F. Bode and D.Y.A. Setia Gunawan (1997) Radio and infrared structure of the colliding-wind Wolf-Rayet system WR147 ; MNRAS 289, 10
- [89] L.E. Muijres, Jorick S. Vink, A. de Koter, P.E. Müller and N. Langer (2012) Predictions for mass-loss rates and terminal wind velocities of massive O-type stars ; A&A 537, A37
- [90] A. Sander W.-R. Hamann and H. Todt (2012) The Galactic WC stars. Stellar parameters from spectral analysis indicate a new evolutionary sequence ; A&A 540, A144
- [91] P. Crowther (2007) Physical Properties of Wolf-Rayet stars ; ARA&A 45, 177
- [92] H. Lamers and C. Leitherer (1993) What are the mass-loss of O stars ? ; ApJ 412, 771
- [93] J.M. Pittard and M.F. Corcoran (2002) In Hot Pursuit of the Hidden Companion of η Carinae : An X-ray Determination of the Wind Parameters ; A&A 383, 636
- [94] J.S. Clark, F. Najarro, I. Negueruela, B.W. Ritchie, M.A. Urbaneja and I.D. Howarth (2012) On the nature of the galactic early-B hypergiants ; A&A 541 A.145
- [95] J.H. Bieging, D.C. Abbott and E.B. Churchwell (1989) A survey of radio emission from galactic OB stars ; ApJ 340, 518
- [96] C. Leitherer, J.M. Chapman and B. Koribalski (1997) Radio Continuum Measurements of Southern Early-Type Stars. II. A Distance-Limited Sample of Wolf-Rayet Stars ; ApJ 481, 898
- [97] P. Benaglia and B. Koribalski (2004) Radio observations of HD 93129A : The earliest O star with the highest mass loss ? ; A&A 416, 171
- [98] C. Leitherer, J.M. Chapman and B. Koribalski (1995) Radio Continuum Measurements of Southern Early-Type Stars ; ApJ 450, 289
- [99] P. Benaglia, C. E. Cappa and B.S. Koribalski (2001) Mass loss rate determination of southern OB stars ; A&A 372, 952
- [100] D.Y.A. Setia Gunawan, J.M. Chapman, I.R. Stevens, G. Rauw and C. Leitherer (2003) Radio continuum observations of massive stars in open cluster NGC 6231 and the Sco OB1 association ; In : K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban (Ed.), A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova. Vol 212 of IAU Symposium, p230
- [101] C. Cappa, W.M. Goss and K.A. van der Hucht (2004) A Very Large Aray 3.6 Centimeter Continuum Survey of Galactic Wolf-Rayet Stars ; AJ 127, 2885

- [102] J. D. Monnier, L. J. Greenhill, P. G. Tuthill and W. C. Danchi (2002) Radio properties of Pinwheel Nebulae ; *ApJ* 566, 399
- [103] G. Rauw, R. Blomme, W. L. Waldron, M. F. Corcoran, J. M. Pittard, A. M. T. Pollock, M. C. Runacres, H. Sana, I. R. Stevens, and S. Van Loo (2002) A multi-wavelength investigation of the non-thermal radio emitting O-star 9 Sgr ; *A&A* 464, 701
- [104] R. Blomme, M. De Becker, M. C. Runacres, S. van Loo and D. Y. A. Setia Gunawan (2007) Non-thermal radio emission from O-type stars. II. HD 167971 ; *A&A* 464, 701
- [105] M. De Becker, G. Rauw, R. Blomme, W. L. Waldron, H. Sana, J. M. Pittard, P. Eenens, I. R. Stevens, M. C. Runacres, S. Van Loo and A. M. T. Pollock (2004) Quasi-simultaneous XMM-Newton and VLA observation of the non-thermal radio emitter HD168112 (O5.5III(f+)) ; *A&A* 420, 1061
- [106] L. F. Rodríguez, R. F. González, G. Montes, H. M. Asiri, A. C. Raga and J. Cantó (2012) Compact Radio Sources in M17 ; *ApJ* 755, 152
- [107] D. C. Abbott, J. H. Beiging, E. Churchwell and A. V. Torres (1986) Radio emission from Wolf-Rayet stars and the structure of Wolf-Rayet winds ; *ApJ* 303, 239
- [108] P. M. Williams, K. A. van der Hucht, P. Bouchet, T. A. T. Spoelstra, P. R. J. Eenens, T. R. Geballe, M. R. Kidger and E. Churchwell (1992) Condensation of dust around the Wolf-Rayet star WR 125 ; *MNRAS* 258, 461
- [109] S. M. Dougherty, A. J. Beasley, M. J. Claussen, B. A. Zauderer and N. J. Bolingbroke (2005) High-Resolution Radio Observations of the Colliding-Wind Binary WR 140 ; *ApJ* 623, 447
- [110] S. Van Loo, R. Blomme, S. M. Dougherty and M. C. Runacres (2008) Non-thermal radio emission from O-type stars III. Is Cygnus OB2 No. 9 a wind-colliding binary ? ; *A&A* 483, 585
- [111] R. Blomme, M. De Becker, D. Volpi and G. Rauw (2010) Non-thermal radio emission from O-type stars IV. Cygnus OB2 No. 8A ; *A&A* 519, A111
- [112] S. Scuderi, N. Panagia, C. Stanghellini, C. Trigilio and G. Umanan (1998) Radio observations of stellar winds from early type stars ; *A&A* 332, 251
- [113] D. Y. A. Setia Gunawan, A. G. de Bruyn, K. A. van der Hulst and P. M. Williams (2003) A Westerbork Synthesis Radio Telescope 1400 and 350 MHz Continuum Survey of the Cygnus OB2 Association, in Search of Hot Massive Stars ; *ApJS* 149, 123
- [114] Site officiel du VLA, <http://www.vla.nrao.edu/>
- [115] Page officielle de l'ATCA, part du site Australia Telescope National Facilities, <http://www.narrabri.atnf.csiro.au/>
- [116] Page officielle du GMRT, <http://www.ncra.tifr.res.in/ncra/gmrt>
- [117] S. Bhatnagar (2001) PhD Thesis, University of Pune
- [118] J. E. Drew (1989) Ionization and thermal equilibrium models for O stars winds based on time-independent radiation-driven wind theory ; *ApJS* 71, 267

- [119] F. Martins, D. Schaerer and D.J. Hillier (2005) A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars; *A&A* 436, 1049
- [120] D.Y.A. Setia Gunawan, A.G. de Bruyn, K.A. van der Hucht and P.M. Williams (2000) Multiple variations in the radio light-curve of the colliding wind binary WR 146 (WC6+O) : evidence for a third component; *A&A* 356, 676