

Sommaire

Introduction	1
1 Mesurer l'univers : les Céphéides	3
1.1 Bref historique	3
1.2 Les différents types de Céphéides	6
1.2.1 Les types I	6
1.2.2 Les types II	7
1.3 Mécanisme de pulsation	10
1.4 Intérêt et utilisation des Céphéides : mesure de distance	11
1.4.1 L'échelle des distances	11
1.4.2 La relation Période–Luminosité	13
1.4.3 En pratique	13
1.4.4 L'étalonnage	14
1.5 La méthode de Baade-Wesselink	16
1.5.1 La méthode de brillance de surface	16
1.5.2 La méthode interférométrique	18
1.6 Environnement des Céphéides : mécanismes de formation	20
1.6.1 La rotation	21
1.6.2 Les vents radiatifs	21
1.6.3 Le magnétisme	23
1.6.4 La binarité	23
1.7 Objectifs de la thèse : étude des enveloppes circumstellaires	23
2 Imagerie à haute résolution spatiale : Optique adaptative et "lucky-imaging"	25
2.1 Introduction	25
2.2 Principe de l'optique adaptative	26
2.2.1 Fonction d'étalement de point idéale	27
2.2.2 Fonction d'étalement de point réelle	27
2.2.3 Shack-Hartmann et miroir déformable	30
2.3 Lucky-imaging	32
2.4 L'instrument NACO	34
2.5 Observation de RS Puppis avec NACO	36
2.5.1 RS Pup	36
2.5.2 Les observations	36
2.5.3 Méthode "shift-and-add"	38
2.5.4 Étude statistique du bruit de speckles	45
2.5.5 Conclusion de cette étude	51
3 Étude d'excès infrarouge par photométrie	53
3.1 Introduction	53
3.2 Notions de photométrie stellaire	55
3.2.1 Intensité, flux et luminosité	55

3.2.2	Magnitude	57
3.2.3	Extinction interstellaire	57
3.2.4	Extinction atmosphérique	57
3.2.5	Bandes photométriques	58
3.2.6	Photométrie d'ouverture	58
3.2.7	Étalonnage photométrique	60
3.3	Étude d'excès infrarouge	61
3.4	La technique du chopping-nodding	61
3.5	Imagerie de Céphéides avec l'instrument VISIR	65
3.5.1	Description de l'instrument	65
3.5.2	Observations et traitement des données	66
3.5.3	Photométrie	70
3.5.4	Étude de l'évolution atmosphérique	70
3.5.5	Distribution spectrale d'énergie des Céphéides classiques	73
3.5.5.1	FF Aql	77
3.5.5.2	AX Cir	78
3.5.5.3	X Sgr	79
3.5.5.4	η Aql	81
3.5.5.5	W Sgr	81
3.5.5.6	Y Oph	83
3.5.5.7	U Car	83
3.5.5.8	SV Vul	85
3.5.6	Distribution spectrale d'énergie des Céphéides de type II	85
3.5.6.1	R Sct	85
3.5.6.2	AC Her	89
3.5.6.3	κ Pav	90
3.5.7	Technique d'analyse de Fourier	92
3.5.8	Discussion	93
4	La très haute résolution angulaire : interférométrie à longue base	99
4.1	Introduction	99
4.2	Bases d'interférométrie stellaire	101
4.2.1	Point source monochromatique	101
4.2.2	Point source polychromatique	101
4.2.3	Source étendue - Théorème de Zernike-Van Cittert	103
4.3	Interférométrie dans le plan pupille et image	104
4.4	Les observables	104
4.5	Plan (u, v)	106
4.6	Modèle de visibilité	107
4.6.1	Source ponctuelle	107
4.6.2	Disque uniforme	107
4.6.3	Disque assombri	109
4.6.4	Disque Gaussien	109
4.6.5	Disque assombri + couronne sphérique	111
4.6.6	Distinction des différents modèles	111
4.7	Observations de Céphéides avec FLUOR	111
4.7.1	Présentation de l'interféromètre CHARA	113
4.7.2	Principe de fonctionnement de FLUOR	114
4.7.3	Acquisition des interférogrammes	114
4.7.4	Estimation de la visibilité	114
4.7.5	Étalonnage de la visibilité	120

4.7.6	Choix des étoiles étalons	121
4.7.7	Estimation de l'erreur sur la visibilité	121
4.7.8	L'échantillon d'étoiles	121
4.7.8.1	Y Oph	124
4.7.8.2	U Vul et S Sge	128
4.7.8.3	R Sct	129
4.7.9	Conclusion de l'étude	129
5	Conclusions et perspectives	133
5.1	Conclusion sur l'étude des enveloppes circumstellaires de Céphéides	133
5.1.1	RS Pup	133
5.1.2	Les Céphéides observés avec <i>VISIR</i>	134
5.1.3	Y Oph	134
5.2	Les enveloppes avec le nouveau <i>FLUOR</i>	134
5.3	Interférométrie à 10 μm avec <i>MIDI</i>	136
5.4	Les enveloppes à plus grandes longueurs d'onde : ALMA, Hershel	136
5.4.1	ALMA	136
5.4.2	Herschel	138
5.5	Conclusion sur l'estimation des distances des Céphéides	140
5.6	Mesures de parallaxe avec GAIA	140
5.7	Conclusion générale	141
	Références	148
	Annexes	149
A.1	Évolution des étoiles de masse intermédiaire	149
A.2	Potentiel de gravitation dans un système binaire	149
A.3	Polynômes de Zernike	151
A.4	Article : Spatially extended emission around the Cepheid RS Puppis in near-infrared hydrogen lines - Adaptive optics imaging with VLT/NACO	153
A.5	Article : The circumstellar envelopes of the Cepheids ℓ Carinae and RS Puppis. Comparative study in the infrared with Spitzer, VLT/VISIR, and VLT/MIDI	163

Table des figures

1.1	Première relation P–L	5
1.2	Diagramme H–R	7
1.3	Évolution des étoiles en fonction de leur masse	8
1.4	Courbes de lumière de FF Aql, Y Oph et SV Vul	9
1.5	Courbes de lumière de V343 Cyg et R Sct	9
1.6	L'échelle des distances	12
1.7	Relation P–L en bande B, V, I, J, H, K	15
1.8	Méthode IBWM	19
1.9	Biais sur l'estimation du diamètre lié à la présence d'une enveloppe	19
2.1	Fonction d'étalement de point idéale	28
2.2	Pouvoir de résolution	28
2.3	Déformation du front d'onde	29
2.4	Principe du Shack-Hartmann	29
2.5	Miroir déformable	31
2.6	Schéma de l'optique adaptative	31
2.7	Correction de la FEP par l'optique adaptative	33
2.8	Principe du lucky-imaging	33
2.9	Efficacité du lucky-imaging	33
2.10	Image couleur de RS Pup	37
2.11	Distribution d'énergie spectrale de RS Pup	37
2.12	Images moyennes de RS Pup et HD 74417	39
2.13	Images moyennes de Achernar et δ Phe	40
2.14	Profils radiaux	42
2.15	Ajustement du halo	42
2.16	Distribution de l'énergie encerclée	43
2.17	Variance des différentes sources de bruit	47
2.18	Fonction invariante	48
2.19	Paramètre ξ	50
2.20	Test du paramètre ξ	50
2.21	Symétrie de l'enveloppe	52
3.1	Schéma de définition de l'intensité spécifique à la surface stellaire	56
3.2	Schéma de définition de l'intensité reçue sur Terre	56
3.3	Transmission atmosphérique	59
3.4	Transmission des filtres IRAC	59
3.5	Principe de la photométrie d'ouverture	62
3.6	Exemple d'excès infrarouge avec AC Her	62
3.7	Principe du chopping-nodding	64
3.8	Algorithme de réduction chopping-nodding	69
3.9	Échantillon d'images moyennes	71
3.10	Transmission atmosphérique relative	74
3.11	Exemples d'ajustement des courbes de lumière	74

3.12	Ajustement de courbe de lumière par des splines périodiques	76
3.13	Amplitude des courbes de lumière en bande J, H et K	76
3.14	Distribution spectrale d'énergie de FF Aql	80
3.15	Distribution spectrale d'énergie de AX Cir	80
3.16	Distribution spectrale d'énergie de X Sgr	82
3.17	Distribution spectrale d'énergie de η Aql	84
3.18	Distribution spectrale d'énergie de W Sgr	84
3.19	Distribution spectrale d'énergie de Y Oph	86
3.20	Distribution spectrale d'énergie de U Car	86
3.21	Distribution spectrale d'énergie de SV Vul	87
3.22	Distribution spectrale d'énergie de R Sct	88
3.23	Distribution spectrale d'énergie de AC Her	88
3.24	Distribution spectrale d'énergie de κ Pav	91
3.25	Validation de la technique de Fourier	91
3.26	Ajustement du modèle de visibilité	94
3.27	Flux relatif de l'enveloppe en fonction de P	97
4.1	Schéma d'un interféromètre à deux télescopes	102
4.2	Intensité monochromatique et polychromatique	102
4.3	Intensité monochromatique observée pour diverses valeurs de visibilité	105
4.4	Recombinaison dans le plan image	105
4.5	Recombinaison dans le plan pupille	105
4.6	Plan (u, v)	108
4.7	Couverture du plan (u, v)	108
4.8	Géométrie d'un objet à symétrie radiale	110
4.9	Différents modèles de visibilité	110
4.10	Géométrie d'une étoile avec une couronne sphérique	112
4.11	Distinction des différents modèles	112
4.12	Configuration de l'interféromètre CHARA	115
4.13	Schéma d'ensemble FLUOR	116
4.14	Signaux de sortie	116
4.15	Exemple de série d'acquisition d'interférogrammes	117
4.16	Spectre de puissance des signaux de sortie	119
4.17	Densité spectrale de puissance corrigée de l'étoile Véga	123
4.18	Plan (u, v) des observations de Y Oph	126
4.19	Courbe de vitesse radiale de Y Oph	126
4.20	Variation du diamètre angulaire de Y Oph	127
4.21	Fonction de visibilité de Y Oph	127
4.22	Comparaison du modèle d'ACB à 4 paramètres et de la loi de puissance	130
4.23	Courbes de vitesse radiale de U Vul et S Sge	131
4.24	Courbes de variation du diamètre angulaire de U Vul et S Sge	131
5.1	Exemple de visibilité différentielle	135
5.2	Visibilité différentielle de ℓ Car	137
5.3	Image à $\lambda = 0.35$ mm de RS Pup	139
5.4	Image 24 μm et 70 μm de δ Cep	139
5.5	Précision de GAIA pour les Céphéides	142
A.1	Évolution stellaire	150
A.2	Potentiel de roche	150
A.3	Polynômes de Zernike	152

Liste des tableaux

1.1	Paramètres physiques d'un échantillon de Céphéides	21
2.1	Caractéristiques du détecteur CONICA	35
2.2	Liste des caméras disponibles	35
2.3	Caractéristiques du mode cube	35
2.4	Journal des observations NACO	37
2.5	Résultats de l'ajustement du halo	43
3.1	Bandes passantes et points zéro de quelques filtres photométriques	59
3.2	Quelques paramètres utiles de l'échantillon de Céphéides	67
3.3	Journal des observations VISIR	68
3.4	Irradiances mesurées par photométrie des Céphéides classiques	72
3.5	Résultats de l'ajustement de la SED	82
3.6	Irradiances mesurées par photométrie des Céphéides de type II	87
3.7	Résultats de l'ajustement de la visibilité	95
4.1	Configurations des différents télescopes	115
4.2	Journal des observations de quelques Céphéides	122
4.3	Paramètres des étoiles de référence	123
4.4	Résultats de l'ajustement de la visibilité de Y Oph	130
5.1	Sensibilité de ALMA	139
5.2	Précision attendue de GAIA	142

Introduction

C'est souvent par une belle soirée d'été que commence la passion de l'astronomie. Une nuit claire, sans Lune, éloigné de toute lumière artificielle, allongé dans l'herbe, relaxé, détendu, rêveur, les yeux perdus dans la profondeur du ciel. Commence ensuite la recherche de constellations, ces ensembles d'étoiles reliées par des lignes imaginaires pour former des figures caractéristiques. L'observation du ciel nous offre alors un premier contact avec l'univers, une première vision d'un espace infini.

Ces constellations, au nombre de 88, sont composées d'étoiles brillantes qui nous apparaissent comme regroupées, situées à une même distance de la Terre. C'est ce que pensaient auparavant les astronomes en situant les étoiles à une même distance, appartenant à une même sphère céleste. Nous savons maintenant que les étoiles d'une constellation ne sont pas nécessairement liées physiquement, et peuvent même être distantes de plusieurs années lumières.

L'estimation des distances Galactiques et extragalactiques est l'une des questions majeures en astronomie. Sans cette variable, il est impossible d'estimer certains paramètres tels que la taille ou la masse d'un objet astrophysique. Comment connaître la distance d'une étoile, d'une galaxie, ... ? Mesurer la brillance d'un astre n'est pas vraiment fiable puisqu'un objet peu lumineux et proche peut nous sembler identique à un autre astre très brillant et distant. On a alors recours à d'autres méthodes en fonction de la proximité des objets astrophysiques. Pour les astres proches, nous nous servons de leur mouvement apparent par rapport aux étoiles plus lointaines, pour les astres plus éloignés, nous utilisons les étoiles Céphéides et leur relation période-luminosité, tandis que pour des objets encore plus lointains, on se sert par exemple des galaxies ou des quasars et leur décalage vers le rouge (effet Doppler), car les étoiles ne sont plus visibles individuellement.

Dans ce manuscrit, je m'intéresse aux étoiles de type Céphéide, des étoiles pulsantes connues comme "chandelles standards" pour l'échelle des distances dans l'univers. L'estimation des distances par les Céphéides passe par l'utilisation d'une relation liant la luminosité intrinsèque de l'étoile à sa période de pulsation. Cette loi n'est pas parfaite, elle a besoin d'être étalonnée et corrigée des éventuelles sources de biais.

Le sujet porte plus particulièrement sur les enveloppes circumstellaires de Céphéides qui ont été récemment découvertes. L'existence de ces enveloppes soulève des questions sur 1) la perte de masse des Céphéides et 2) le biais pouvant être causé sur la mesure de distance par leur présence. Cette thématique étant nouvelle dans le cadre des Céphéides, les premiers travaux consistent en l'exploration de diverses techniques d'observations dans différentes gammes de longueurs d'onde afin de favoriser leur détection et permettre la caractérisation de certains paramètres physiques tels que la taille, la géométrie ou la température. L'impact exact des enveloppes circumstellaires sur l'estimation des distances n'est pas connu à ce jour. Le biais n'est probablement que de quelques pour cent mais une quantification précise est

nécessaire si l'on souhaite une détermination de la distance avec une précision inférieure à 1 %.

Je m'intéresse également dans ce manuscrit à la mesure de distance via l'utilisation de la méthode interférométrique de Baade–Wesselink. Cet outil puissant permet d'avoir une estimation de la distance indépendamment de la relation période–luminosité, permettant par la suite son étalonnage.

L'utilisation des Céphéides comme indicateurs de distance a eu un rôle essentiel dans la mesure des distances Galactiques et extragalactiques. Au début du XXe siècle, elles permirent notamment de placer le Soleil en dehors du centre Galactique, d'estimer la taille de la Voie Lactée, ou encore d'estimer la distance de la galaxie Andromède. De nos jours, l'usage des Céphéides est devenu un échelon essentiel dans l'échelle des distances extragalactiques et nous permet de concevoir l'immensité de l'univers.

Mesurer l'univers : les Céphéides

Sommaire

1.1	Bref historique	3
1.2	Les différents types de Céphéides	6
1.2.1	Les types I	6
1.2.2	Les types II	7
1.3	Mécanisme de pulsation	10
1.4	Intérêt et utilisation des Céphéides : mesure de distance	11
1.4.1	L'échelle des distances	11
1.4.2	La relation Période–Luminosité	13
1.4.3	En pratique	13
1.4.4	L'étalonnage	14
1.5	La méthode de Baade-Wesselink	16
1.5.1	La méthode de brillance de surface	16
1.5.2	La méthode interférométrique	18
1.6	Environnement des Céphéides : mécanismes de formation	20
1.6.1	La rotation	21
1.6.2	Les vents radiatifs	21
1.6.3	Le magnétisme	23
1.6.4	La binarité	23
1.7	Objectifs de la thèse : étude des enveloppes circumstellaires	23

1.1 Bref historique

Elles tiennent leur nom de l'étoile δ Cephei, l'archétype des étoiles variables Céphéides découvert en 1784 par John Goodricke (Goodricke & Bayer 1786). Contrairement à ce que l'on pourrait penser, ce n'est pas le prototype de cette classe d'étoile car la première à être découverte fut η Aql quelques mois plus tôt par l'astronome amateur Edward Piggot. Ces étoiles très brillantes aux variations périodiques de luminosité apparente intriguent de plus en plus les astronomes, entraînant des observations intensives au fil des années. Environ un siècle après la découverte de E. Piggot, l'astronome russe Aristarkh Belopol'skii (Belopolsky 1896) découvrit le décalage des raies spectrales de δ Cep en fonction de la période (la période étant définie comme l'intervalle de temps entre deux phases de même luminosité) et plus particulièrement que le maximum de la courbe de vitesse radiale correspondait au minimum de luminosité. Les astronomes de l'époque expliquèrent ce phénomène observé comme étant lié à des variations orbitales de l'étoile causées par un compagnon proche et suggérèrent que les étoiles de type Céphéide pourraient simplement être des binaires spectroscopiques.

Alors que les astronomes cherchaient désespérément des effets de binarité, la collecte des données sur les étoiles variables augmentait, jusqu'à en découvrir dans d'autres galaxies. Ce furent notamment les travaux de Henrietta Leavitt, qui catalogua des étoiles variables situées dans les Nuages de Magellan (Leavitt 1908). Son échantillon comprenait 1777 étoiles variables mais seulement 17 disposaient d'une mesure de période. En ordonnant ces étoiles par période croissante, elle fit la découverte que les étoiles variables les plus brillantes avaient les plus longues périodes. En 1912 elle détermina la période et la magnitude de 8 variables supplémentaires et confirma sa découverte précédente (Leavitt & Pickering 1912). Elle fait également l'hypothèse que toutes ces étoiles sont à la même distance de la Terre reliant ainsi les magnitudes apparentes aux magnitudes intrinsèques : c'est la naissance de la relation période–luminosité (P–L). La première courbe P–L fut obtenue en 1912 avec 25 étoiles variables (Fig. 1.1). Cette relation linéaire de la forme $M = a \log P + b$ est aujourd'hui l'une des plus utilisée pour l'estimation des distances dans l'univers et je développerai son utilité dans la Section 1.4.2.

Cependant le point zéro b de cette relation ne fut pas déterminé à l'époque car la distance du Petit Nuage de Magellan (SMC) n'était pas connue. Cette relation non étalonnée n'était donc pas directement utilisable.

En 1913, Ejnar Hertzsprung identifia certaines étoiles observées par H. Leavitt comme étant des Céphéides et mesura leur distance par la méthode de la parallaxe statistique (définition dans la Section 1.4.1) pour estimer le point zéro. Bien qu'imprécise, il combina son estimation de b et la pente a déterminée à partir des données de H. Leavitt pour obtenir une relation P–L étalonnée. L'équation qu'il obtint lui permit d'estimer la distance du SMC. Nous savons maintenant que l'estimation était fausse mais ce résultat était pour l'époque extraordinaire. En 1918 Harlow Shapley améliora l'étalonnage de la relation précédente basée sur des Céphéides du SMC. Il remarqua également que la pente de la relation P–L pour les étoiles variables des amas globulaires était identique à celle des étoiles variables du SMC et décida donc de regrouper toutes les Céphéides dans une relation P–L unique. Sans le savoir il venait de rajouter un type de Céphéides différent de celui utilisé par H. Leavitt en 1912. De nos jours ces deux types sont connus sous le nom de Céphéides classiques (type I) et Céphéides de type II, j'en parlerai plus en détail en Section 1.2. C'est seulement en 1956 que Walter Baade proposa d'utiliser deux relations P–L distinctes (Baade 1956). Malgré cette erreur, H. Shapley basa la plupart de ses travaux sur cette relation unique et l'utilisa, entre autres, pour étudier la structure de notre Galaxie et mesurer les distances d'amas globulaires. En 1924, l'impact de cette relation sur la communauté scientifique fut énorme quand ils réalisèrent, notamment grâce à Edwin Hubble et ses mesures de distances extragalactiques, tout le potentiel de cette relation linéaire.

Alors que des travaux observationnels étaient en cours pour un meilleur étalonnage de cette loi, les travaux théoriques de Sir Arthur Eddington en 1927 furent le point de départ d'une théorie expliquant la pulsation des variables céphéides (Eddington 1927). Les Céphéides sont des étoiles subissant des oscillations radiales causées par la force de gravitation agissant vers l'intérieur et la force de pression du gaz agissant vers l'extérieur. Des théories plus élaborées et une meilleure compréhension des processus physiques liés au mécanisme de pulsation suivirent quelques années plus tard avec les travaux notamment de Sergei Zhevakin en 1953, John Cox en 1963 (Cox & Olsen 1963) et Robert Christy (Christy 1966). Je parlerai brièvement du mécanisme de pulsation dans la Section 1.3.

À la même époque des astronomes se penchèrent sur le problème de la dispersion de la relation P–L. Certains évoquèrent une mauvaise correction de l'extinction interstellaire et d'autres préférèrent l'utilisation d'une relation du type période–luminosité–couleur (P–L–

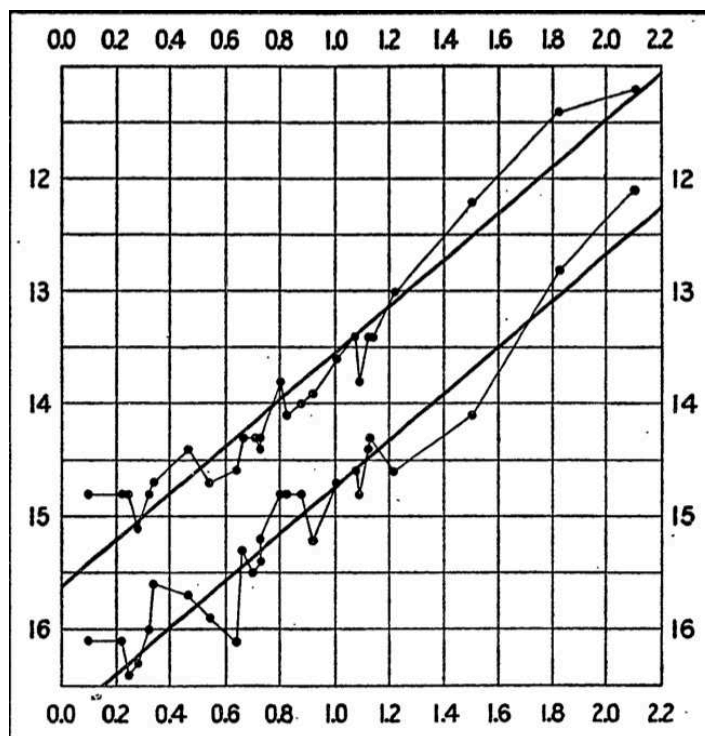


Fig 1.1 – **Première relation P–L** : Première courbe période–luminosité tracé par H. Leavitt (Leavitt & Pickering 1912) pour 25 étoiles variables situées dans le Petit Nuage de Magellan. Le logarithme de la période est en abscisse et la magnitude photographique en ordonnée. Les deux courbes représentent la relation P–L pour les magnitudes maximales et minimales.

C). Fernie (1967) expliqua qu’une relation P–L–C n’est pas utile si les magnitudes sont bien corrigées de l’extinction. De plus, Stothers (1988) montra également, que cette relation est dépendante de la métallicité de l’étoile.

La relation P–L est donc loin d’être parfaite et nécessite d’être peaufinée pour atteindre des mesures de distances avec une bonne précision. Ce bref historique n’est bien sûr pas exhaustif et je renvoie le lecteur aux articles publiés sur ce sujet pour une revue plus complète et détaillée (par exemple Fernie 1969; Feast 1999).

De nos jours ...

Les travaux sur les Céphéides sont toujours d’actualité, tant sur le plan observationnel que théorique. Cette relation P–L (encore appelée loi de Leavitt) est un outil puissant pour la détermination des distances cosmologiques et l’estimation de la constante de Hubble H_0 via la loi du même nom. Dans le milieu des années 80, l’observation de Céphéides pour déterminer H_0 avec une précision de $\pm 10\%$ est désignée comme l’un des trois projets clés du télescope spatial Hubble (voir par exemple Freedman & Madore 2010). L’étalonnage précis de la relation P–L est nécessaire et divers travaux sont effectués dans ce but via l’utilisation de diverses techniques, comme par exemple Gieren et al. (1998) qui utilisèrent la brillance de surface ou encore Kervella et al. (2004a) grâce aux mesures de diamètres par interférométrie.

Les Céphéides sont également un bon laboratoire d’étude dans le cadre de l’évolution et de la pulsation stellaire, fournissant des informations fondamentales sur les étoiles de masses intermédiaires. Les données récoltées sont utilisées pour contraindre et améliorer les modèles d’évolution stellaire.

Notre connaissance sur ce type d'étoile variable s'est améliorée au fil des années grâce aux avancées technologiques. Par l'utilisation de diverses techniques (Section 1.6) nous pouvons par exemple pour les plus proches, estimer leur distance et leur diamètre avec une bonne précision, mesurer leur variation de diamètre, ou encore évaluer leur profil d'intensité. Il a même été détecté récemment une enveloppe circumstellaire autour de certaines Céphéides (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006a, 2007). L'environnement autour des Céphéides, et principalement des Céphéides classiques, constitue le sujet de cette thèse et je parlerai tout au long de ce manuscrit des diverses techniques que j'ai utilisées pour leur détection et caractérisation. Avant cela il est nécessaire d'avoir une certaine compréhension des Céphéides elles-mêmes ainsi que leur utilisation.

1.2 Les différents types de Céphéides

Les Céphéides sont des étoiles supergéantes très brillantes et sont donc observables à de grandes distances (par exemple le rayon de δ Cep fait environ 40 fois celui du Soleil). Elles ont une période de pulsation comprise entre 1 et 150 jours, une amplitude allant de 10 à 20 % en diamètre et peuvent atteindre une variation photométrique de l'ordre de 2 magnitudes. Le type spectral varie également avec la pulsation entre les types F et K.

Dans le diagramme de Hertzsprung–Russell (H–R) ces étoiles se situent dans ce que l'on appelle la bande d'instabilité (Fig 1.2). Cette région étroite et presque verticale (en échelle logarithmique) contient plusieurs types d'étoiles variables comme par exemple les étoiles RR Lyrae, RV Tau, ... et s'étend de la séquence principale jusqu'à la branche des géantes rouges (voir l'annexe A.1 pour connaître les diverses phases de l'évolution d'une étoile). Au cours de leur évolution, les étoiles traversent cette bande d'instabilité assez rapidement et peuvent, pour les plus massives, la traverser plusieurs fois en fonction de leur stade d'évolution. Sur la figure 1.3 est tracée l'évolution d'étoiles de différentes masses (d'après Kaler 1997). On s'aperçoit notamment que la masse a une influence sur le ou les passages de l'étoile dans cette bande, et que l'étoile passe au stade Céphéide à différentes phases de son évolution, suggérant l'existence de différents groupes de Céphéides distinguables par une composition chimique différente.

Avant 1956 les Céphéides étaient réunies en un seul groupe malgré la position différente de certaines étoiles dans le diagramme H–R. Les astronomes de l'époque et notamment Baade et Hubble ont remarqué une différence d'environ 1.5 magnitudes entre la relation P–L utilisant les Céphéides Galactiques et celle utilisant les Céphéides des amas globulaires. Pour expliquer cela Baade suggéra qu'il s'agissait peut-être de populations distinctes de Céphéides. Nous savons maintenant que c'est effectivement le cas et que les Céphéides sont principalement divisées en deux groupes, les Céphéides de type I et de type II.

1.2.1 Les types I

Ces étoiles plus connues sous le nom de Céphéides classiques, de variables de type δ Cep ou aussi parfois pas abus de langage simplement nommées Céphéides, sont des étoiles de population I, c'est à dire de la population d'étoile la plus jeune de l'univers ($\lesssim 9$ milliards d'années) et sont par conséquent riches en métaux. Elles sont généralement assimilées à des étoiles de masse intermédiaire ($3\text{--}10 M_{\odot}$) post-séquence principale, en phase de combustion centrale de l'hélium.

Elles pulsent avec une période très régulière comprise entre 2 et 100 jours avec une courbe de lumière très régulière avec le temps. Je présente comme exemples sur la figure 1.4,

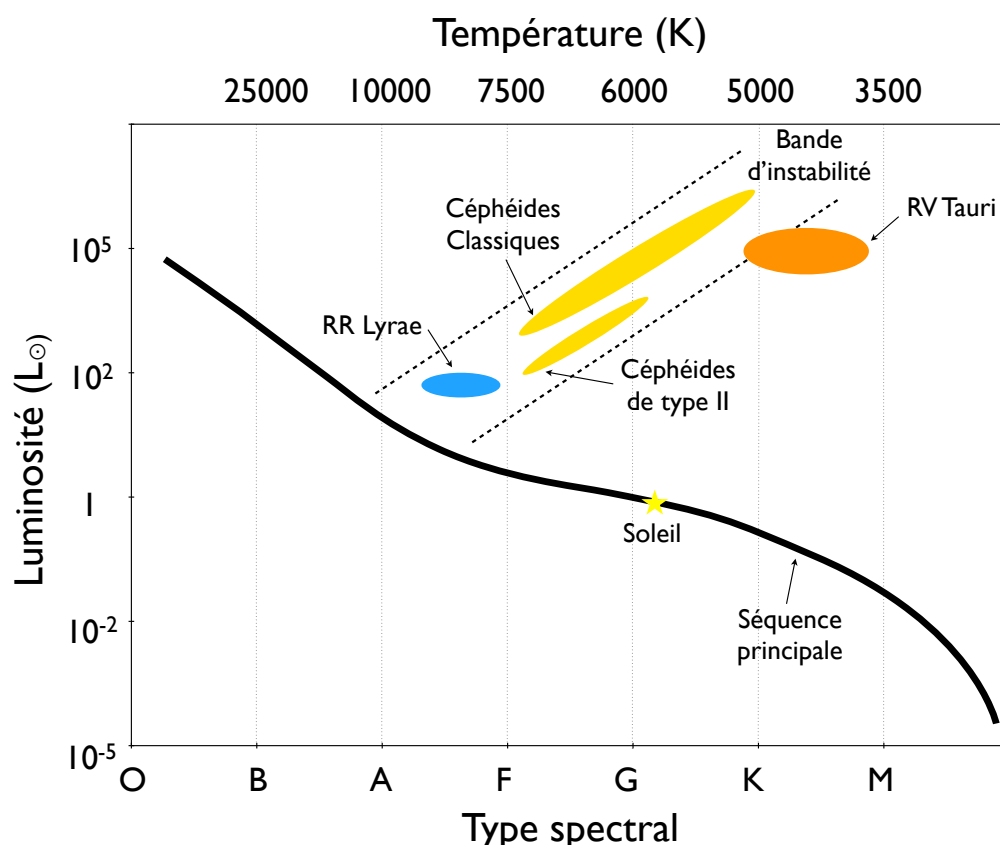


Fig 1.2 – **Diagramme H–R** : diagramme luminosité–température de quelques étoiles variables dans la bande d’instabilité.

les courbes de lumière pour les Céphéides FF Aql, Y Oph et SV Vul ayant des périodes respectives de 4.47 j, 17.12 j et 45.01 j.

Elles sont principalement concentrées dans le plan galactique, ce qui rend délicates les mesures photométriques due à l’absorption interstellaire. J’aborderai ce point dans le Chapitre 3.

Durant ma thèse j’ai principalement travaillé sur des Céphéides de ce type car elles ont un rôle fondamental dans l’étalonnage de l’échelle des distances Galactiques et extragalactiques.

1.2.2 Les types II

Elles sont plus vieilles et moins brillantes que les Céphéides classiques et se trouvent généralement dans les halos galactiques et les amas globulaires. Ce sont des étoiles de population II, c’est à dire des étoiles anciennes ($\gtrsim 9$ milliards d’années) assez pauvres en métaux. On les associe généralement à un stade d’évolution plus avancé que celui des Type I, c’est à dire à une phase postérieure à la combustion de l’hélium dans le cœur.

Elles ont une masse de l’ordre de quelques M_{\odot} et une période allant de un à plusieurs dizaines de jours. La courbe de lumière en fonction du temps pour les longues périodes sont très irrégulières et permettent, en plus de la métallicité, de les distinguer des Céphéides classiques. Sur la figure 1.5 est représenté comme exemples les courbes de lumière des étoiles R Sct et V343 Cyg, de période respective 146.50 j et 11.93 j.

Les Céphéides de type II sont elles-mêmes divisées en trois sous-groupes en fonction de leur période et considérées comme étant à différents stades d’évolution :

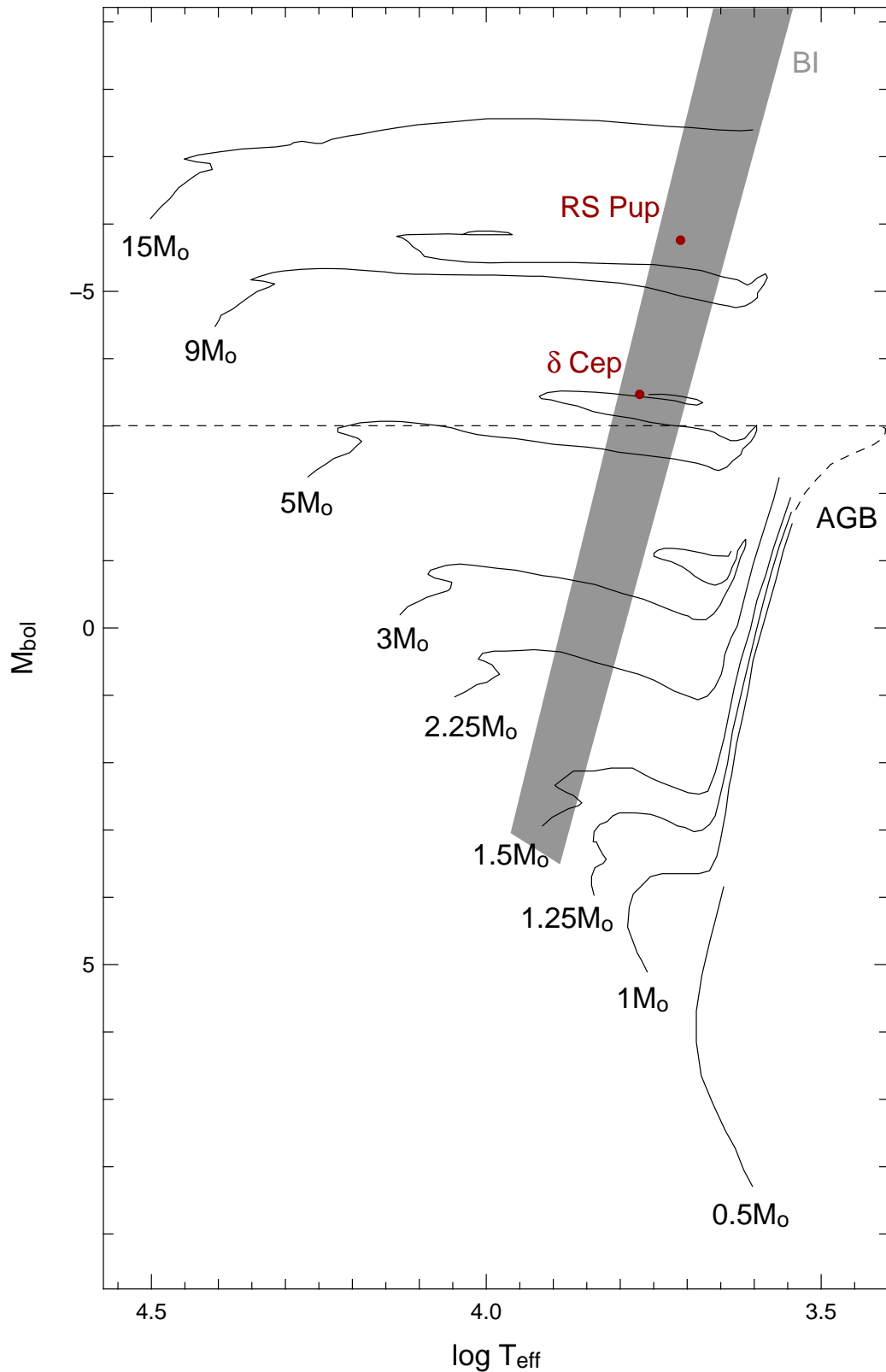


Fig 1.3 – **Évolution des étoiles en fonction de leur masse** : parcours d'une étoile dans le diagramme H-R en fonction de sa masse (d'après Kaler 1997). La bande d'instabilité est notée *BI*. On remarque que les étoiles les plus massives font plusieurs passages dans la bande d'instabilité.

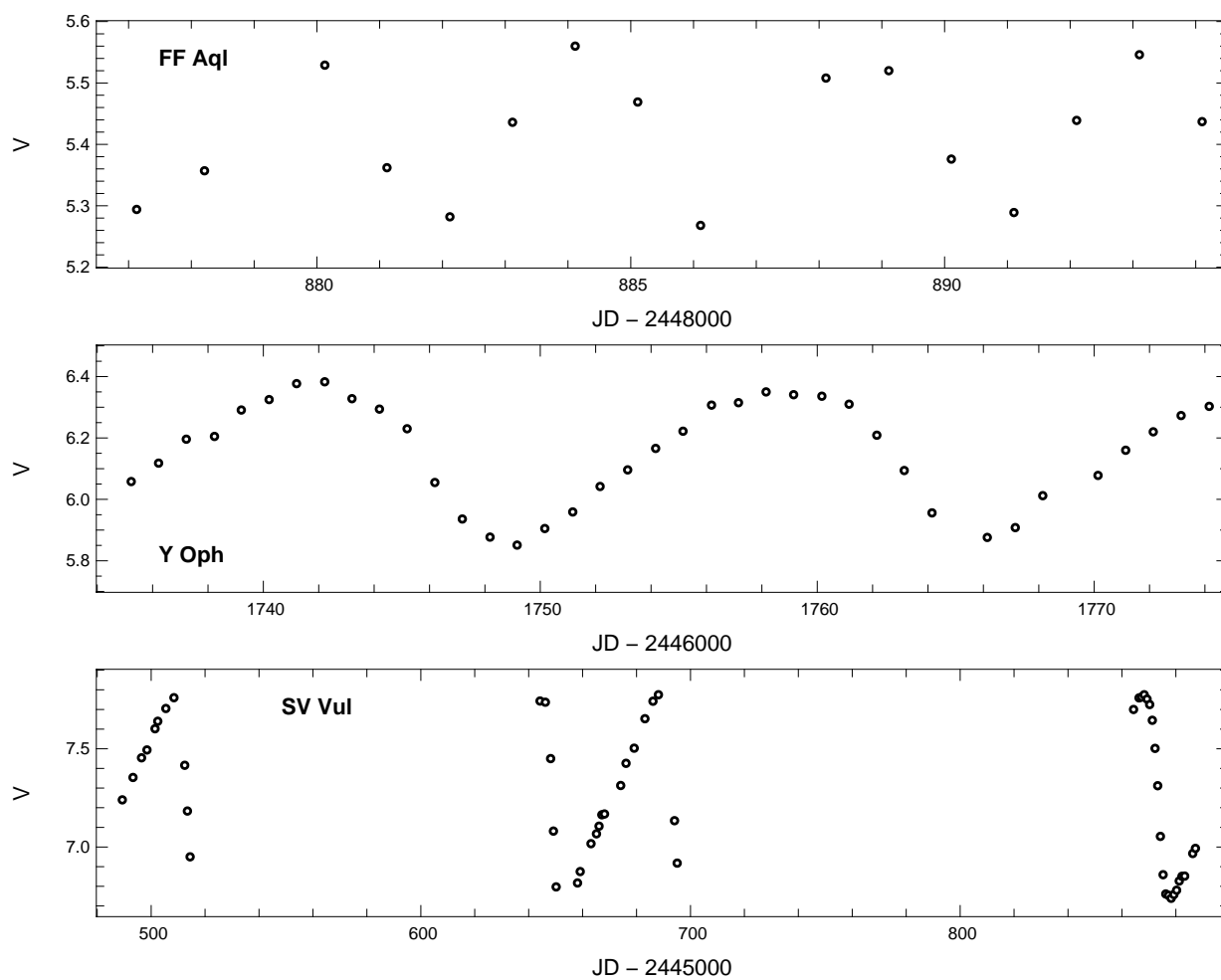


Fig 1.4 – **Courbes de lumière de FF Aql, Y Oph et SV Vul** : graphe de la magnitude apparente en fonction du temps. Ces étoiles ont des périodes respectives de 4.47j, 17.12j et 45.01j (d'après les données photométriques en bande V de Berdnikov 2008).

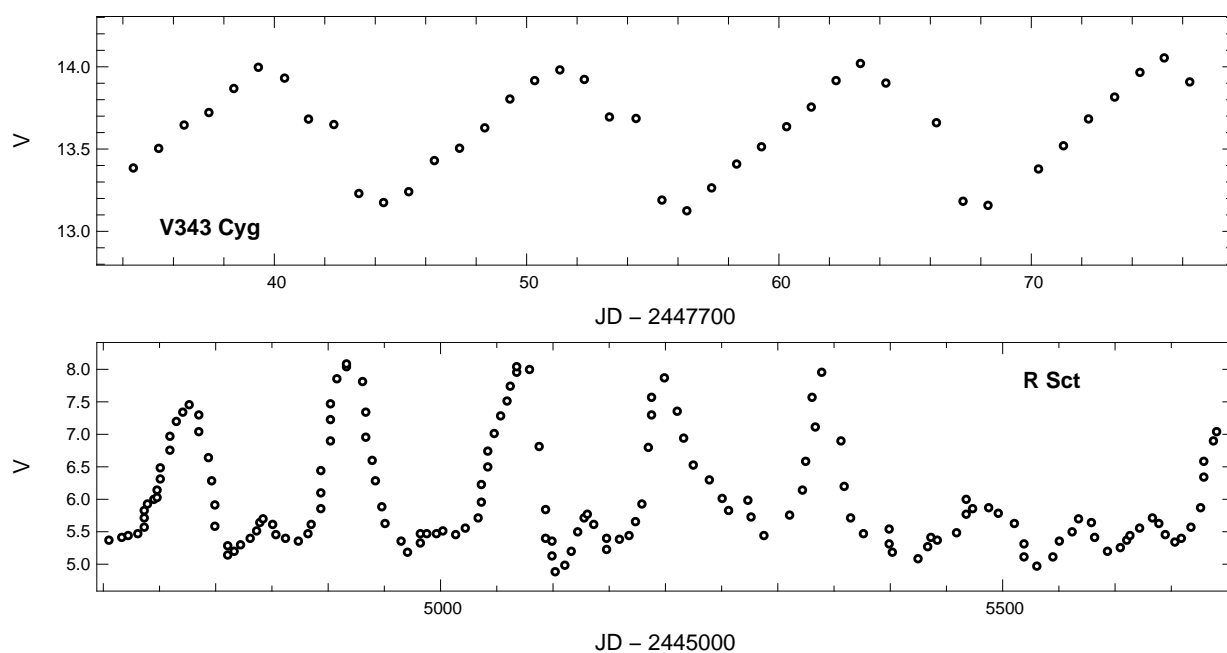


Fig 1.5 – **Courbes de lumière de V343 Cyg et R Sct** : graphe de la magnitude apparente en fonction du temps. Ces étoiles ont des périodes respectives de 11.93j et 146.50j (d'après les données photométriques de Berdnikov (2008) et Matsuura et al. (2002) en bande V).

- *BL Her* : étoiles de courte période ($P \lesssim 4j$) qui évoluent de la branche horizontale vers la phase AGB
- *W Vir* : étoiles de période intermédiaire ($4j \lesssim P \lesssim 20j$) traversant la bande d'instabilité pendant sa phase AGB
- *RV Tau* : étoiles de longue période ($P \gtrsim 20j$) évoluant de la phase AGB vers la phase des naines blanches

Bien que moins brillantes que les Céphéides classiques, ces étoiles sont également utilisées pour l'estimation des distances Galactiques et extragalactiques.

Mon travail de thèse a principalement porté sur l'étude des Céphéides classiques Galactiques, par conséquent j'omettrai désormais, sauf mention contraire, le terme Classique pour désigner ce type d'étoile.

1.3 Mécanisme de pulsation

Le principal mécanisme de pulsation des Céphéides a été découvert par E. Eddington et est connu sous le nom de mécanisme κ . Il est relatif au comportement de l'opacité dans les couches extérieures de l'étoile et plus précisément au changement d'opacité des couches d'hélium.

La compression de l'étoile sous l'effet de la gravitation entraîne une augmentation de la pression et de la température des couches externes. En se contractant, l'hélium s'ionise et devient opaque aux radiations. Cela bloque le flux radiatif des couches profondes, l'énergie s'accumule, la température et la pression interne de l'étoile augmente et les deux forces parviennent à s'équilibrer. Les forces de pression deviennent ensuite supérieures à la gravitation et ont pour effet d'élever les couches de gaz situées au dessus : l'étoile est en expansion. En se dilatant, les couches de gaz se refroidissent et l'hélium se recombine devenant ainsi transparent aux radiations. Sans cette source de chaleur additionnelle, l'expansion s'arrête et la force de gravitation reprend le dessus : l'étoile se contracte. En se contractant, la pression et la température augmentent et l'hélium s'ionise à nouveau. Le milieu redevient opaque aux rayonnements et l'expansion recommence.

Alors que certaines zones de l'atmosphère contribuent à l'excitation, d'autres contribuent à son amortissement. Toutefois cet amortissement est faible et permet à l'étoile d'osciller de façon très périodique. La période caractéristique des oscillations est directement liée à la densité moyenne de l'étoile :

$$P \propto \rho^{-\frac{1}{2}} \quad (1.1)$$

Ceci peut se comprendre en raisonnant sur le temps caractéristique dit de "chute libre". La phase de compression de l'étoile correspond à une phase d'effondrement ayant comme temps caractéristique :

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \propto \sqrt{\frac{1}{\rho G}} \propto \rho^{-\frac{1}{2}}$$

Ainsi les Céphéides de faible densité ont une plus longue période de pulsation que celles de densité élevée. Cette observable P est le paramètre principal pour une Céphéide et est de plus mesurable avec une bonne précision.

Notons également qu'il existe des modes propres de pulsation dépendant du profil de densité dans l'étoile. Il y a un mode dit fondamental noté P_0 et les modes harmoniques, dont la fréquence est multiple de celle de P_0 et noté P_1, P_2, \dots

1.4 Intérêt et utilisation des Céphéides : mesure de distance

Les Céphéides ont deux propriétés qui font d'elles des chandelles standards pour les mesures de distance. Premièrement elles sont très brillantes et sont donc observables à de grandes distances et deuxièmement, comme mentionné plus tôt, la période fondamentale P_0 des Céphéides est directement liée à la luminosité grâce à la relation P–L.

Cette relation est un outil puissant dans l'estimation des distances cosmiques car c'est un pont reliant les distances locales à celles cosmologiques. Voyons plus précisément où se place cette relation parmi l'échelle des distances dans l'univers.

1.4.1 L'échelle des distances

L'estimation des distances est faite d'empilement de techniques pour une échelle de distance donnée. Je présente sur la Fig. 1.6 quelques méthodes utilisées pour estimer les distances. La problématique est que l'utilisation d'une technique nécessite l'étalonnage des distances par la méthode précédente. La difficulté réside donc dans la propagation des incertitudes. On s'aperçoit que la relation P–L a une position importante, à la fois en tant qu'indicateur primaire de distance dans le groupe local (contenant environ 40 galaxies sur un diamètre d'environ 3 millions de parsecs) mais aussi pour l'étalonnage des indicateurs secondaires (relation de Tully-Fisher, ...).

Voici quelques méthodes utilisées en fonction de la distance supposée de l'objet astrophysique :

- **la parallaxe trigonométrique** : elle consiste à observer le changement de position d'une étoile proche au cours de l'année par rapport à des objets extrêmement éloignés. La trajectoire de l'étoile paraît décrire une petite ellipse. La parallaxe π est le demi-grand axe de cette ellipse et est définie comme égale au rapport du rayon de l'orbite terrestre à la distance de l'étoile.
- **l'ajustement de la séquence principale** : la magnitude apparente d'étoiles dans un amas est mesurée puis tracée en fonction de l'excès de couleur ($B - V$). Comme ces étoiles sont approximativement à la même distance, le graphe obtenu est équivalent à un diagramme H–R uniquement translaté en ordonnée d'un coefficient proportionnel à la distance (la magnitude apparente est en ordonnée au lieu de la magnitude absolue). Il suffit d'ajuster la séquence principale du graphe obtenu avec un diagramme H–R connu pour obtenir la distance.
- **la parallaxe statistique** : l'idée est la même que la parallaxe trigonométrique excepté que maintenant on observe le mouvement d'un groupe d'étoiles fixes (supposées physiquement associées) par rapport à la position du soleil avec son environnement. La vitesse angulaire apparente de ce groupe d'étoile est directement liée à sa distance. L'utilisation de cette méthode se fait par des mesures s'étalant sur plusieurs années.
- **la méthode de Baade Wesselink** : C'est la plus utilisée des techniques ; elle permet de calculer la distance d'une Céphéide en reliant les variations de diamètre linéaire aux variations de diamètre angulaire. Je parlerai plus en détail de cette méthode dans la Section 1.5.
- **la relation période–luminosité des Céphéides** : une loi linéaire (en log) relie la période fondamentale de pulsation à la luminosité intrinsèque de l'étoile. Cette relation sera détaillée dans la Section 1.4.2
- **les fluctuations de la brillance de surface des galaxies** : cette méthode utilise le fait que plus une galaxie est éloignée, moins les détails à l'intérieur sont percep-

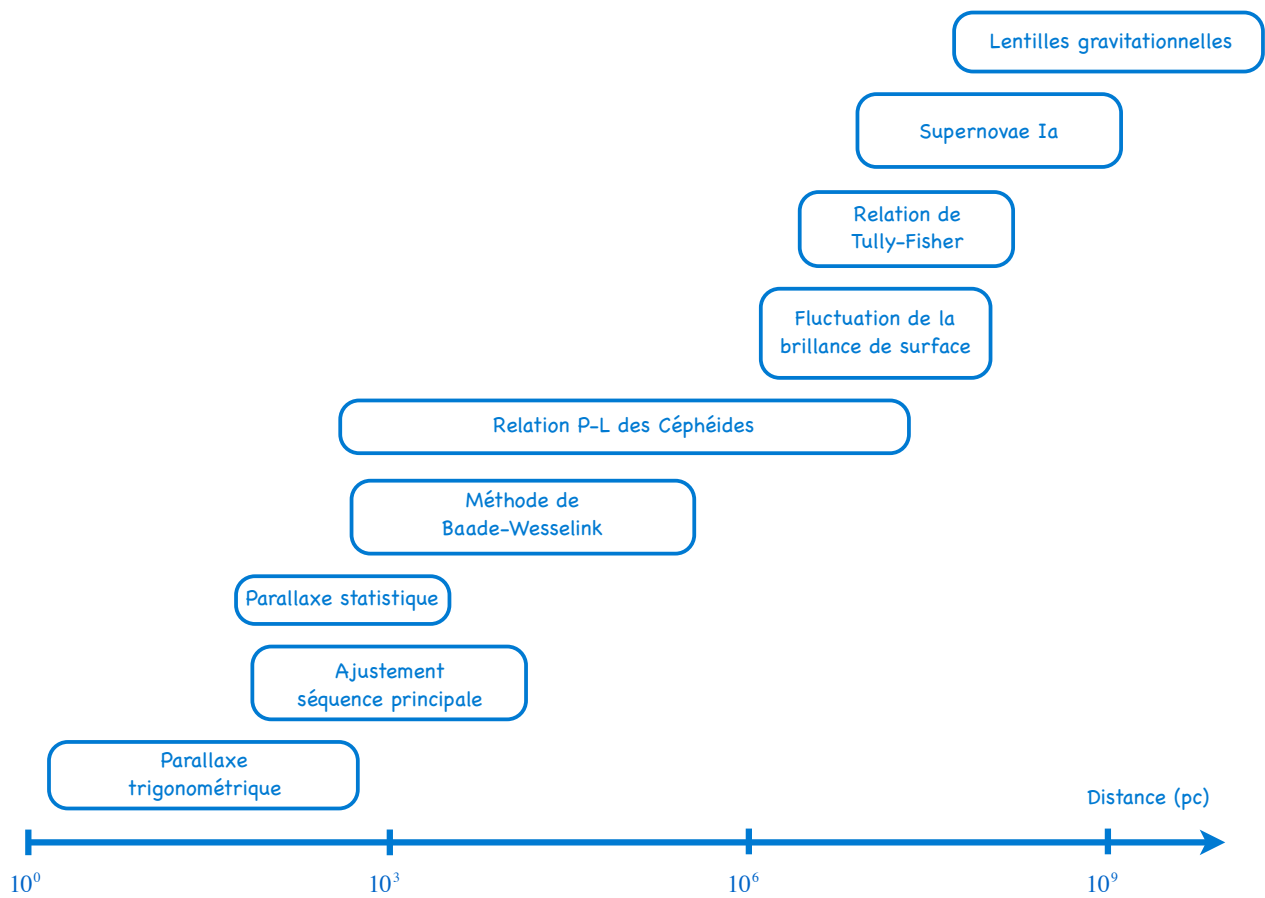


Fig 1.6 – **L'échelle des distances** : différentes méthodes utilisées pour la mesure des distances. Toutes les techniques ne sont pas indiquées ici, il en existe beaucoup d'autres, mais celles là sont les plus utilisées.

tibles. L'étude des fluctuations d'un pixel à un autre sera différente si l'on résout la galaxie ou pas. Par exemple une galaxie éloignée aura des fluctuations d'un pixel à un autre plus régulières qu'une galaxie proche.

- **la relation de Tully-Fisher** : c'est une relation linéaire (en log) reliant la luminosité intrinsèque d'une galaxie spirale à sa vitesse de rotation. Si l'on mesure la vitesse de rotation (par spectroscopie), on peut avec cette relation obtenir la magnitude absolue qui, en comparant avec la magnitude apparente, donne une mesure de la distance.
- **les supernovae de type Ia** : cette méthode est basée sur la similarité du profil des courbes de luminosité absolue des supernovae Ia. La mesure du profil de luminosité apparente permet l'estimation des distances.
- **les lentilles gravitationnelles** : quand un quasar est observé à travers une lentille gravitationnelle, des images multiples du même objet sont observées. En mesurant le décalage de temps d'arrivée des photons entre ces images multiples et en connaissant les angles de déviation, il est possible d'estimer la distance. Cependant il est nécessaire de connaître auparavant la distance relative entre le quasar et la lentille ainsi que des informations sur la lentille elle-même (masse, distribution, ...).

Il existe bien d'autres techniques pour estimer les distances que je ne détaillerai pas ici, citons par exemple les échos de lumière, la relation de Faber-Jackson, les supernovae de type II, l'effet Sunyaev-Zeldovich, ... L'un des objectifs final de cet échafaudage de techniques est la détermination précise de la constante de Hubble H_0 , nécessaire pour contraindre les modèles cosmologiques.

La relation P–L est donc un maillon central dans l'estimation des distances dans l'univers. Cependant elle a besoin des techniques précédentes pour être étalonnée (généralement celle de Baade-Wesselink). Elle permet également l'étalonnage des autres indicateurs de distance.

1.4.2 La relation Période–Luminosité

La relation entre la période et la luminosité observée par H. Leavitt implique une corrélation entre la luminosité et la densité tel que :

$$L \propto \rho^\alpha$$

où α est une constante et la relation 1.1 implique :

$$P \propto L^{-\frac{1}{2\alpha}}$$

En utilisant la définition de la magnitude absolue $M_\lambda = -2.5 \log L_\lambda + cste$ on obtient la fameuse relation P–L :

$$M_\lambda = a_\lambda \log P + b_\lambda \quad (1.2)$$

où a_λ et b_λ sont des constantes dépendantes de la longueur d'onde. Si l'on connaît la magnitude apparente moyenne, nous pouvons déduire grâce au module de distance $\mu = m_\lambda - M_\lambda = 5 \log d - 5$ la distance de la Céphéide et de la galaxie hôte (si la taille de la galaxie est petite devant sa distance).

1.4.3 En pratique ...

Des observations photométriques d'une Céphéide sont effectuées afin de fournir la magnitude apparente de l'étoile. Nous traçons ensuite la magnitude observée en fonction du

temps pour obtenir une courbe de lumière (comme par exemple sur les Fig. 1.4 et 1.5). De cette courbe sont déterminés deux paramètres, la magnitude apparente moyenne de l'étoile et sa période. Si a_λ et b_λ sont connues, la magnitude absolue est déterminée via la relation P–L. Un fois la magnitude apparente et absolue déterminées, il ne reste qu'à déterminer la distance de l'étoile via l'utilisation du module de distance.

La précision de la distance dépend donc de la qualité des données photométriques et de la connaissance des paramètres a_λ et b_λ de la relation P–L. Les télescopes et instruments actuels nous permettent d'obtenir des courbes de lumière assez précises et ne limitent donc pas l'estimation des distances. Les principales sources d'incertitudes sont l'ajustement de la pente, a_λ , du point zéro, b_λ et la correction de l'absorption interstellaire.

1.4.4 L'étalonnage

Pour être fiable, l'équation 1.2 a besoin d'être étalonnée, c'est à dire qu'il faut déterminer a_λ et b_λ . En général le paramètre a_λ est assez bien déterminé en utilisant des Céphéides du Grand Nuage de Magellan (LMC). Le point zéro b_λ est un peu plus délicat puisqu'il est nécessaire de connaître la distance d'un échantillon de Céphéides de manière précise et indépendante.

Lors des premiers étalonnages de la relation, l'erreur estimée sur les distances étaient grandes et atteignait 32 % (Sandage 1958). Onze ans plus tard, Sandage & Tammann (1969) étalonnent une relation P–L–C et réduisent l'incertitude à 26 %. Cette relation s'affine au fur et à mesure des années, notamment en remarquant qu'il existe une loi P–L différente pour chaque type de Céphéides. Je ne présenterai pas ici d'historique sur l'étalonnage, mais pour le lecteur intéressé, des revues détaillées peuvent-être trouvées dans Madore & Freedman (1991), Sandage et al. (2006), Fouqué et al. (2007) et Barnes (2009).

La pente est généralement bien définie grâce aux milliers de Céphéides identifiées dans le LMC qui permettent une bonne étude statistique. Cependant a_λ dépend de la longueur d'onde d'observation. Comme le montre la Fig. 1.7, la pente augmente avec les longueurs d'onde croissantes alors que sa dispersion diminue. Cette diminution de la dispersion peut s'expliquer par la décroissance de l'extinction interstellaire en fonction de la longueur d'onde, mais surtout par la diminution de l'effet dû à la température. De ce fait, la majorité des relations P–L aujourd'hui sont des relations infrarouges. Cependant comme nous le verrons dans la suite, l'utilisation d'observations en infrarouge peut créer une nouvelle source d'incertitude.

À ce jour, l'incertitude est de l'ordre de 3–5 % (Benedict et al. 2007; Riess et al. 2011) et est principalement due à l'estimation du point zéro. Le plus souvent des Céphéides Galactiques sont utilisées pour déterminer b_λ car il est plus facile de mesurer leur distance par des méthodes directes (parallaxe, ...). Certaines de ces méthodes ont été détaillées en Section 1.4.1. L'un des problèmes est que la majorité des Céphéides (classiques) sont localisées dans le plan Galactique, les poussières présentent sur la ligne de visée décroissent la luminosité apparente de l'étoile et par conséquent induisent une erreur sur la distance. Néanmoins, l'extinction interstellaire peut être diminuée en observant dans l'infrarouge où les effets sont moindres, mais pas négligeables.

La relation la plus précise à ce jour est une relation en bande K, étalonnée par 10 Céphéides Galactiques grâce à des mesures précises de parallaxes avec le HST et une bonne détermination de l'extinction (Benedict et al. 2007) :

$$M_K = -3.32_{\pm 0.12} (\log P - 1) - 5.71_{\pm 0.03}$$

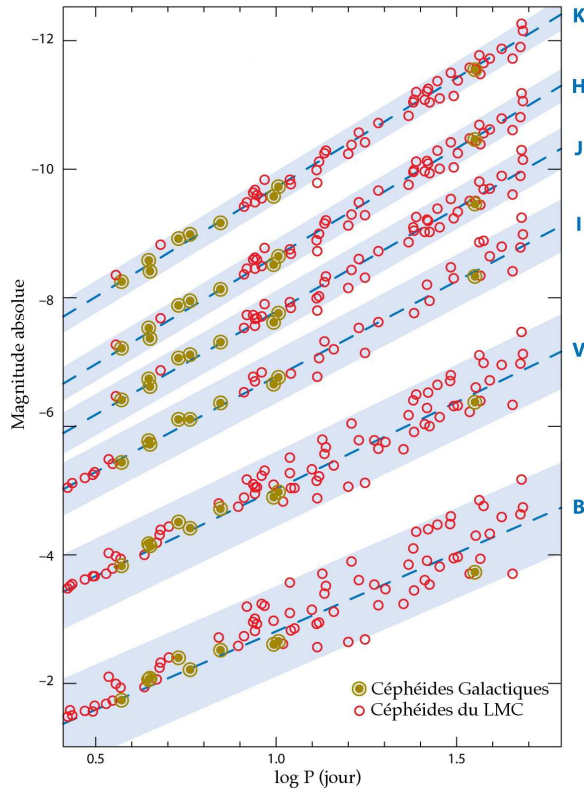


Fig 1.7 – **Relation P–L en bande B, V, I, J, H, K** : la pente est étalonnée avec des Céphéides du LMC et le point zéro avec des Céphéides Galactiques. On s’aperçoit que la pente augmente avec la longueur d’onde alors que sa dispersion diminue (d’après Freedman & Madore 2010).

Nous noterons également que Storm et al. (2011) convergent vers une relation P–L similaire ($M_K = -3.30 \pm 0.06 (\log P - 1) - 5.65 \pm 0.02$).

Depuis 2006, une nouvelle source d’incertitude est apparue via la découverte d’enveloppes circumstellaires autour de certaines Céphéides Galactiques (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006a, 2007; Barmby et al. 2011). Avant cela, seul une Céphéide, RS Puppis, était connue pour être entourée d’un environnement de gaz et de poussière. L’échantillon de Céphéides actuel semble montrer qu’elles possèdent peut-être toutes une composante circumstellaire. L’existence de ces enveloppes soulève non seulement des questions sur leur processus de formation mais également concernant l’impact sur l’estimation de b_λ via les mesures "directes" de distance (directe dans le sens où l’on utilise pas la relation P–L). Plus particulièrement, la méthode de Baade-Wesselink dont je parlerai dans la Section 1.5 utilise des mesures photométriques, spectroscopiques et/ou interférométriques de diamètre pour l’estimation des distances et ces mesures pourraient être biaisées par l’émission infrarouge de l’environnement circumstellaire. Une erreur sur la mesure de diamètre se répercute donc sur l’étalonnage de la relation P–L, puis sur les indicateurs de distance secondaires puis sur H_0 .

Il est donc nécessaire d’étudier ces enveloppes afin de quantifier un éventuel biais sur l’étalonnage via les mesures de diamètres. À ce jour peu d’enveloppes ont été détectées car selon les études récentes (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006a, 2007) leur taille angulaire ne serait que de quelques rayons stellaires (soit quelques millisecondes d’angle) et leur détection nécessite donc l’utilisation des techniques de haute résolution angulaire. C’est ce dont je parlerai tout au long de ce manuscrit.

Avant cela regardons la méthode la plus utilisée pour l’étalonnage de la relation P–L, qui pourrait être biaisée par la présence d’enveloppes circumstellaires.

1.5 La méthode de Baade-Wesselink

Le principe de cette technique est de comparer les variations linéaires du diamètre stellaire (parallèle à la ligne de visée) aux variations angulaires du diamètre (perpendiculaire à la ligne de visée). On suppose généralement que les Céphéides oscillent radialement. La distance est calculée géométriquement par la relation :

$$d = \frac{2 \Delta R}{\Delta \theta}$$

ΔR est évalué en intégrant la courbe de vitesse radiale mesurée par spectroscopie à haute résolution et $\Delta \theta$ est estimé soit par photométrie, on parle alors de la méthode de brillance de surface, soit par interférométrie, on parle alors de la méthode de Baade-Wesselink interférométrique (IBWM).

En fait cette relation n'est pas si simple car il faut tenir compte de certains autres paramètres. Le premier paramètre le plus important est le facteur de projection p . La spectroscopie ne mesure pas directement la vitesse de pulsation v_p mais plutôt la vitesse de pulsation projetée et intégrée sur toute la surface visible de l'étoile. On définit donc la vitesse de pulsation comme $v_p = p v_r$. Ce facteur p n'est pas très bien connu, la recherche de sa variation avec la pulsation est très active, mais nous n'avons toujours pas d'estimation précise. Sa valeur serait comprise entre 1.27 et 1.36 (Mérand et al. 2006b; Nardetto et al. 2007; Groenewegen 2007).

Le second paramètre concerne le profil d'assombrissement centre-bord de l'étoile, c'est un effet de projection du disque stellaire où la lumière provenant du centre montre des couches plus profondes et plus chaude que le limbe. Cet effet, contenu dans un paramètre noté k , rentre en jeu dans les mesures de diamètres par interférométrie. On note généralement $\theta_{UD} = k \theta_{LD}$ où k est déterminé à partir de modèles hydrostatiques d'atmosphères. Je parlerai plus précisément de ce paramètre au Chapitre 4.

L'équation précédente devient plus précisément :

$$\theta_{UD}(T) - \theta_{UD}(0) = -2 \frac{kp}{d} \int_0^T v_r(t) dt$$

Si l'on utilise la technique de brillance de surface, on récupère directement θ_{LD} , le paramètre k n'intervient donc pas.

1.5.1 La méthode de brillance de surface

Certaines des relations exposées ici sont présentées plus en détails dans le Chapitre 3.

La puissance absolue rayonnée par une étoile de rayon R et de température effective T_{eff} est donnée par la relation $L_\lambda = 4\pi R^2 F_\lambda$. Le flux mesuré sur Terre est relié à la distance de l'étoile par la relation $f_\lambda = L_\lambda / (4\pi d^2)$. En supposant que l'étoile rayonne comme un corps noir, on a $F_\lambda = \pi B_\lambda(T_{\text{eff}})$, où $B_\lambda(T_{\text{eff}})$ représente la fonction de Planck. La combinaison de ces équations donne :

$$f_\lambda = \frac{\pi \theta_{LD}^2}{4} B_\lambda(T_{\text{eff}}) \quad (1.3)$$

En reliant cette équation à la magnitude apparente m_λ , on obtient :

$$m_{\lambda_0} = -5 \log \theta_{LD} - 2.5 \log B_\lambda(T_{\text{eff}}) + cst$$

où l'indice 0 signifie que les magnitudes sont corrigées de l'extinction interstellaire. La brillance de surface S_λ est définie comme :

$$-2.5 \log B_\lambda(T_{\text{eff}}) + cst = S_\lambda = m_{\lambda_0} + 5 \log \theta_{\text{LD}}$$

S_λ est indépendante de la distance et en faisant l'approximation que l'étoile rayonne comme un corps noir, elle est uniquement liée à la température. Il existe donc une relation avec l'indice de couleur (différence entre deux magnitudes apparentes obtenues dans deux bandes spectrales) telle que :

$$S_{\lambda_1} = c_1 (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0 + c_2$$

Les diamètres angulaires peuvent donc être prédits par la combinaison des deux relations précédentes :

$$\log \theta_{\text{LD}} = a_1 (m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2})_0 + a_2 - 0.2 m_{\lambda_{1,0}}$$

où j'ai noté $a_1 = 0.2 c_1$ et $a_2 = -0.2 c_2$.

L'étalonnage de cette relation nécessite des mesures photométriques et des diamètres angulaires connus avec une bonne précision. La relation de brillance de surface moyenne pour les Céphéides a été interpolée par Kervella et al. (2004b) sur un échantillon de 9 étoiles. La dispersion est minimale avec l'utilisation de l'indice $V - K$:

$$S_V = -0.1336_{\pm 0.0008}(V - K)_0 + 3.9530_{\pm 0.0006}$$

Notons que Fouqué & Gieren (1997) avaient déduit une relation similaire pour les étoiles géantes et supergéantes en accord avec cette relation. À une phase donnée, une Céphéide peut donc être comparée à une étoile supergéante non pulsante.

Il est maintenant possible d'estimer les variations de diamètres (photométriques) de l'étoile en mesurant les variations de magnitudes apparentes corrigées de l'extinction interstellaire :

$$\Delta \log \theta_{\text{LD}} = -0.2672 \Delta(V - K)_0 - 0.2 \Delta V_0 \quad (1.4)$$

On utilise le plus souvent une relation de brillance de surface infrarouge (IRSB), car comme je l'ai exposé précédemment, la relation P-L est moins dispersée. De plus la correction des effets de l'extinction y est plus faible.

Limitations de la méthode :

La première limitation est bien sûr le facteur p qui n'est pas très bien estimé pour le moment. Certains pensent que sa dépendance avec la phase de pulsation causerait une erreur sur la distance de l'ordre de 4–5 % (Sabbey et al. 1995) alors que d'autres (Nardetto et al. 2004) affirment une erreur de seulement 0.2 %. Il n'existe pas de valeur optimale et il dépend probablement de la Céphéide étudiée. Il a été mesuré par Mérand et al. (2006b) pour l'étoile δ Cep : $p = 1.27 \pm 0.06$. Il existerait également une loi facteur de projection-période (Nardetto et al. 2009) : $p = -0.08_{\pm 0.05} \log P + 1.31_{\pm 0.06}$.

Une autre limitation concerne la correction de l'absorption interstellaire par une bonne estimation de l'extinction $E(B - V)$ et d'une loi de rougissement appropriée (je renvoie le lecteur au Chapitre 3 pour plus de détails sur l'absorption interstellaire). En utilisant l'équation 1.4, une erreur de $\sigma_{V_0} = 0.2 \text{ mag}$ sur la magnitude V_0 entraînerait une erreur relative minimale qui n'est pas négligeable :

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta} \geq \sigma_{V_0} \sqrt{0.1336^2 + 0.2^2} \sim 5 \%$$

La présence d'une enveloppe circumstellaire causerait également une erreur sur l'estimation du diamètre. Si cet environnement (noté CSE ci-après) contribue à l'émission photosphérique de l'étoile en bande K tel que $F_{\text{cse}}/F_{\star} = 5\%$, alors l'erreur sur le diamètre serait :

$$\begin{aligned} \log\left(\frac{\theta_{\star+\text{cse}}}{\theta_{\star}}\right) &= 2.5 \times 0.2672 \log\left(\frac{F_{\star+\text{cse}}}{F_{\star}}\right) \\ \iff \log\left(\frac{\theta_{\star} + d\theta}{\theta_{\star}}\right) &= 2.5 \times 0.2672 \log\left(\frac{F_{\star} + F_{\text{cse}}}{F_{\star}}\right) \\ \Rightarrow \frac{d\theta}{\theta} &= \left(1 + \frac{F_{\text{cse}}}{F_{\star}}\right)^{0.0668} - 1 \sim 1.0\% \end{aligned}$$

Ces deux incertitudes, liées à l'extinction et à la présence d'une enveloppe, se propageraient donc sur l'estimation de la distance avec le même ordre de grandeur.

La présence d'un compagnon est également une source d'erreur non négligeable. Cela aurait un effet sur la mesure photométrique de la Céphéide (elle apparaîtrait plus brillante) et sur la vitesse radiale mesurée (via la vitesse orbitale). L'impact est d'autant plus important que la différence de magnitude entre les deux objets est faible. On doit donc également tenir compte du phénomène de binarité de certaines Céphéides.

1.5.2 La méthode interférométrique

Cette technique, aussi appelé parallaxe de pulsation, est plus directe pour la détermination des diamètres stellaires. Comme nous le verrons dans le Chapitre 4, l'interférométrie permet une mesure directe du diamètre angulaire d'une étoile. En échantillonnant les mesures sur le cycle de pulsation de l'étoile il est possible de mesurer les variations de diamètre. La Fig. 1.8 représente une vue schématique de la IBWM.

C'est la seule méthode à ce jour qui donne accès à une précision de quelques pour cent sur les distances à partir du sol. Notons toutefois que les mesures de diamètre angulaire par interférométrie sont toujours dépendantes des modèles que nous utilisons.

Limitations de la méthode :

Le facteur p reste la principale source d'incertitude. Il peut être estimé pour certaines étoiles qui disposent déjà d'une mesure de distance précise (Mérand et al. 2006b; Groenewegen 2007).

Un modèle analytique d'assombrissement centre-bord doit également être utilisé. Une loi généralement adoptée est une loi de puissance de type $I(\mu)/I(0) = \mu^{\alpha}$, avec $\mu = \cos \theta$ et où θ est l'angle entre la surface stellaire et la ligne de visée. Le paramètre α peut être ajusté aux données ou fixé à partir de modèles d'atmosphère (Claret 2000). Je reviendrai sur l'assombrissement centre-bord au Chapitre 4.

La présence d'une enveloppe est également une source d'erreur puisque le diamètre mesuré apparaîtra plus grand que le diamètre stellaire réel et par conséquent la distance sera sous-estimée. Cependant cette erreur dépend de la base (distance entre les télescopes) et des modèles de visibilité V^2 utilisés. Adoptant la même démarche que Mérand et al. (2006a), on peut définir :

$$A_i(\theta, B, \lambda) = \frac{\partial V^2(\theta, B, \lambda)}{\partial \theta} \frac{\theta}{V^2(\theta, B, \lambda)}$$

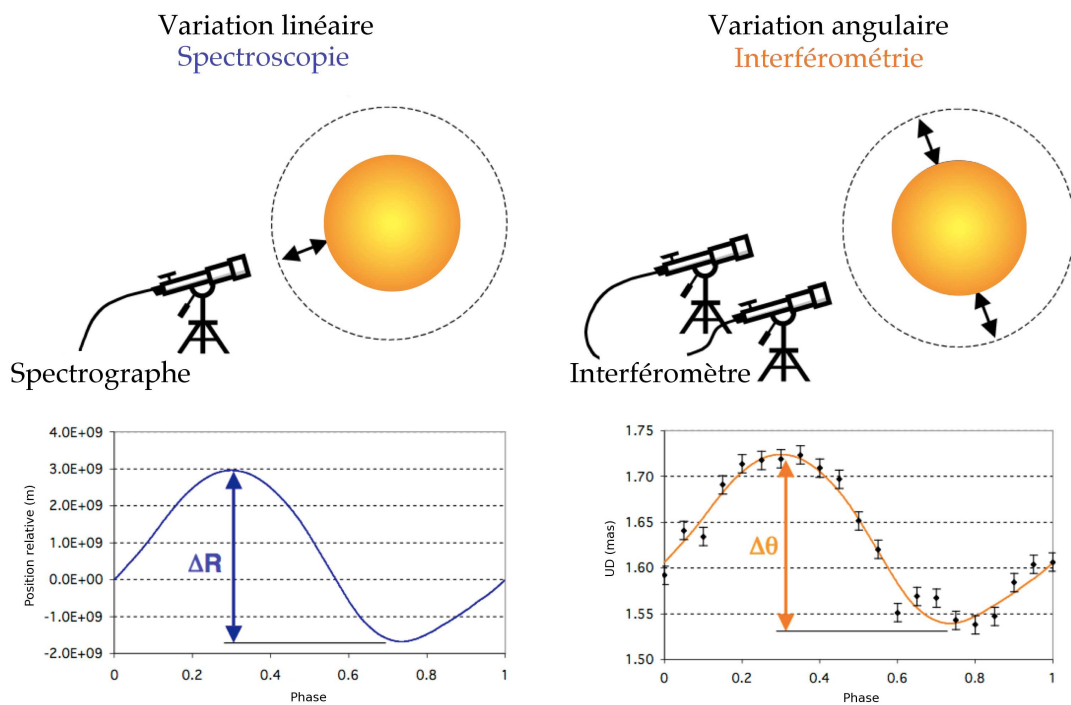


Fig 1.8 – **Méthode IBWM** : Les deux techniques utilisées sont la spectroscopie haute résolution et l'interférométrie. La première donne accès aux variations de vitesse radiale et la deuxième aux variations de diamètre angulaire (d'après Kervella et al. 2004c).

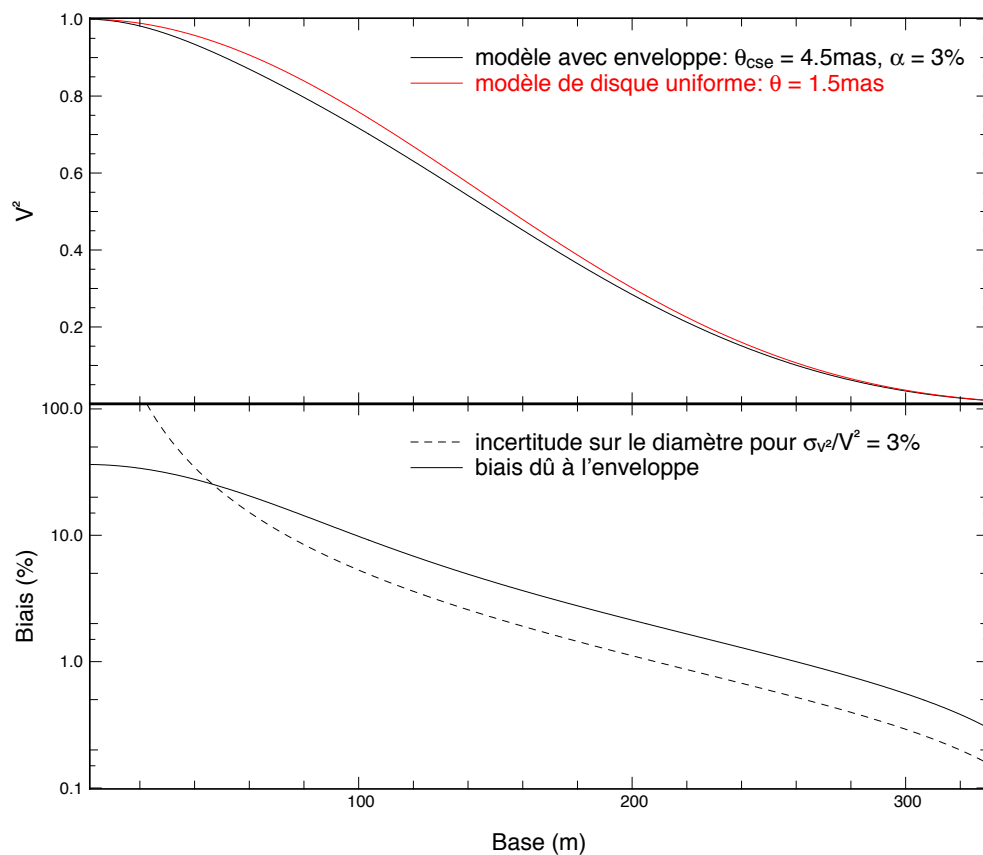


Fig 1.9 – **Biais sur l'estimation du diamètre lié à la présence d'une enveloppe** : dans la fenêtre du haut est tracée la visibilité pour un modèle de disque uniforme (rouge) et un modèle étoile+enveloppe (noir). Dans la fenêtre du bas est représenté le biais sur le diamètre angulaire due à la présence de l'enveloppe en fonction de la base (trait plein), ainsi que l'incertitude sur la mesure de visibilité (tirets).

En première approximation, nous pouvons écrire :

$$\frac{\theta_{\text{cse}} - \theta_{\star}}{\theta_{\star}} = \frac{V_{\text{cse}}^2 - V_{\star}^2}{V_{\star}^2} \frac{1}{A_f} \quad (1.5)$$

Pour une étoile, on a comme modèle de visibilité le plus simple celui d'un disque uniforme $V_{\star}^2(\theta, B, \lambda) = (2 J_1(\pi\theta_{\star}B/\lambda)/(\pi\theta_{\star}B/\lambda))^2$, où J_1 représente la fonction de Bessel de première espèce d'ordre 1, B la base et λ la longueur d'onde d'observation. Modélisons par exemple l'enveloppe par une fonction Gaussienne de largeur à mi-hauteur θ_{cse} contribuant au flux de l'étoile tel que $F_{\text{cse}} = \alpha F_{\star}$, on obtient alors comme modèle de visibilité :

$$V^2 = \left(\frac{V_{\star} + \alpha V_{\text{cse}}}{1 + \alpha} \right)^2 = \left(\frac{V_{\star} + \alpha e^{-a_1 \theta_{\text{cse}}^2}}{1 + \alpha} \right)^2$$

J'ai représenté sur la Fig. 1.9 (fenêtre du haut) ce modèle de visibilité ainsi que celui d'un disque uniforme pour comparaison avec $\theta_{\star} = 1.5 \text{ mas}$, $\theta_{\text{cse}} = 3 \theta_{\star}$ et un flux relatif de l'enveloppe $\alpha = 3\%$. Dans la fenêtre du bas de la Fig. 1.9 est représenté le biais sur l'estimation du diamètre du à la présence de l'enveloppe (Eq 1.5) ainsi que l'incertitude $\sigma_{\theta}/\theta = \sigma_{V^2}/V^2 A_f^{-1}$ sur la mesure de la visibilité (pour une précision $\sigma_{V^2}/V^2 = 3\%$ typique de l'instrument FLUOR). On remarque que pour une base de 100 m, le biais est de l'ordre de 10 % et n'est donc pas négligeable.

À l'issue des exemples précédents, on s'aperçoit alors qu'il est important d'étudier l'environnement des Céphéides. Quelle que soit la méthode utilisée, la présence de ces enveloppes a un impact sur l'estimation des distances via les mesures de diamètre angulaire par photométrie ou interférométrie.

1.6 Environnement des Céphéides : mécanismes de formation

L'existence de ces enveloppes circumstellaires n'est pas bien comprise à ce jour. Leur taille de quelques rayons stellaires ($\sim 2-3 R_{\star}$) et leur faible luminosité ($\sim 1-10\%$ du flux photosphérique) les rendent difficiles à détecter. L'utilisation des techniques de la haute résolution angulaire devient alors nécessaire.

Leur formation est encore une énigme. La théorie la plus envisagée et simple à concevoir est que l'étoile perdrait ou aurait perdu de la masse pendant son évolution via la combinaison de plusieurs mécanismes (vents radiatifs, pulsation, ...). L'hypothèse d'un vestige de la nébuleuse d'origine n'est pas envisageable compte tenu de leur faible dimension spatiale, excepté peut-être pour la Céphéides RS Puppis dont sa nébuleuse a une taille angulaire de $\sim 2'$ en bande V . Je reparlerai de cette étoile plus en détail dans le Chapitre 2.

Une théorie probable serait donc la perte de masse des Céphéides, où l'accumulation de particules s'échappant de l'attraction gravitationnelle formerait l'enveloppe circumstellaire. Un aspect intéressant concerne certaines recherches récentes (Neilson et al. 2011, 2010) qui semblent indiquer que la perte de masse pourrait également avoir un rôle significatif dans le problème de la divergence de masse des Céphéides. Ce problème connu depuis des années concerne les masses estimées à partir de modèles d'évolution stellaire (utilisant T_{eff} et L) et celles estimées à partir de modèles de pulsation (utilisant P et l'amplitude des pulsations), où les masses basées sur ce dernier modèle ont tendance à être plus petites que celles basées sur un modèle d'évolution. Neilson et al. (2010) suggèrent que ce problème peut-être résolu en incluant dans les modèles un mécanisme de perte de masse lorsque l'étoile se trouve dans la bande d'instabilité.

Noms	$\log P$	$v \sin i$ (km s ⁻¹)	M (M _⊙)	R (R _⊙)	v_c (km s ⁻¹)	$\log (L/L_{\odot})$	Γ_e
R Tra	0.530	15	3.7	29.7	149.9	2.992	0.008
S Cru	0.671	10	4.2	37.9	143.6	3.156	0.010
Y Sgr	0.761	16	4.6	44.3	137.6	3.230	0.011
β Dor	0.993	6	5.7	66.0	126.0	3.528	0.018
ζ Gem	1.006	6	5.8	67.6	124.5	3.544	0.018
Y Oph	1.234	4	7.2	100.1	114.6	3.808	0.028
RZ Vel	1.310	3	7.7	114.1	111.2	3.896	0.031
ℓ Car	1.551	7	9.7	173.0	100.7	4.176	0.046
RS Pup	1.617	< 1	10.3	193.9	98.2	4.256	0.053

TABLE 1.1 – **Paramètres physiques d'un échantillon de Céphéides** : $v \sin i$ de quelques Céphéides (Nardetto et al. 2006) comparés à la vitesse de rotation critique théorique, ainsi que la facteur d'Eddington.

Voyons les divers mécanismes favorisant l'éjection de matière et vérifions s'ils sont possibles dans le cas des Céphéides.

1.6.1 La rotation

La rotation d'une étoile ajoute une force supplémentaire (la force centrifuge) pouvant rompre son équilibre hydrostatique, c'est à dire l'équilibre entre la gravité (force vers l'intérieur de l'étoile) et les forces de pression (matière et rayonnement, vers l'extérieur). Sous l'effet de la rotation, l'étoile se déforme (s'aplatit) et éjecte de la matière par l'équateur si la force centrifuge domine la force de gravitation. Pour un point à la surface de l'étoile, on définit la vitesse critique v_c telle que :

$$\frac{GM}{R_{\text{eq}}^2} = \frac{v_c^2}{R_{\text{eq}}} \implies \frac{v_c^2}{v_{c\odot}^2} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \left(\frac{R}{R_{\odot}}\right)^{-1}$$

où R_{eq} représente le rayon équatorial. Pour le Soleil par exemple, $v_{c\odot} \sim 430 \text{ km s}^{-1}$ et sa vitesse de rotation mesurée est $v \sim 2 \text{ km s}^{-1}$. Il tourne très lentement et n'éjecte donc pas de matière sous l'effet de sa rotation.

Les Céphéides ont également une faible vitesse de rotation. D'après un modèle simple appliqué à un échantillon de Céphéides, Nardetto et al. (2006) ont trouvé que les courtes périodes tournent plus rapidement que les longues périodes mais que l'on a toujours $v \sin i < 20 \text{ km s}^{-1}$. On peut donner un ordre de grandeur de la vitesse critique de cet échantillon en estimant R à partir d'une relation période–rayon ($\log (R/R_{\odot}) = 0.750 \log P + 1.075$, Gieren et al. 1998) et M avec une relation période–masse–rayon ($M/M_{\odot} = (40 P)^{-1.49} (R/R_{\odot})^{2.54}$, Fricke et al. 1972). La Table 1.1 liste les vitesses critiques théoriques de ces Céphéides et l'on constate que $v \sin i \ll v_c$. L'éjection de matière sous l'effet de la rotation n'est donc pas un mécanisme envisageable pour les Céphéides.

Toutefois, si le progéniteur est un rotateur rapide, la formation d'une enveloppe via l'éjection de matière pourrait se faire avant le stade Céphéide.

1.6.2 Les vents radiatifs

La perte de masse liée aux vents stellaires joue un rôle important pour les étoiles chaudes. Or les Céphéides sont des étoiles plutôt froides avec une température effective $4000 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim$

6500 K, les vents radiatifs n'interviennent donc probablement pas dans notre cas.

Faisons cependant une analyse simple. La perte de masse due aux vents stellaires intervient lorsque la force créée par la pression de radiation devient plus forte que la force de gravitation. En faisant l'hypothèse que la force radiative est liée à la diffusion des photons par les électrons libres, on a :

$$F_{\text{rad}} = \frac{\sigma_T L_{\star}}{4\pi r^2 c}$$

Il est intéressant d'introduire le rapport entre cette force radiative F_{rad} et la force gravitationnelle $F_{\text{grav}} = Gm_p M_{\star}/r^2$, appelé facteur d'Eddington :

$$\Gamma_e = \frac{F_{\text{rad}}}{F_{\text{grav}}} \simeq 3 \times 10^{-5} \left(\frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \right) \left(\frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1}$$

Si $\Gamma_e < 1$, la pression de radiation n'est pas assez forte pour former un vent stellaire. Le cas $\Gamma_e = 1$ correspond au point critique où l'on définit la luminosité limite dite d'Eddington (L_{edd}). Une étoile dont la luminosité est supérieure à L_{edd} expulsera de la matière sous l'effet de la pression de radiation.

En reprenant l'échantillon de Céphéides précédent et en estimant leur luminosité à partir de la magnitude absolue¹ (Fernie et al. 1995a), nous pouvons calculer Γ_e . Ces valeurs sont reportées dans la Table 1.1. On constate que $\Gamma_e \ll 1$ pour toutes les étoiles de l'échantillon. Une perte de masse par le seul mécanisme des vents radiatifs est donc exclue pour les Céphéides. Cependant un couplage avec un autre mécanisme d'éjection (pulsation) est tout à fait envisageable, le gaz déjà en déplacement sous l'effet du premier mécanisme peut ensuite être accéléré vers l'extérieur par la pression de radiation.

Les oscillations de la photosphère pourraient permettre la formation des environnements circumstellaires. Cependant l'amplitude des pulsations doit être importante pour vaincre à elle seule les effets de la gravité. Les ondes de choc se produisant dans l'atmosphère peuvent contribuer à l'éjection de masse. Ces chocs peuvent émerger par exemple lorsqu'une couche supérieure de la photosphère en contraction rencontre une couche inférieure toujours en expansion.

Des oscillations non-radiales peuvent également contribuer à la perte de masse de manière non-uniforme. Cependant il n'existe pas de preuves observationnelles sur de telles oscillations pour les Céphéides (d'après Moskalik et al. 2004, certaines Céphéides du LMC seraient excitées par des modes non-radiaux, mais cela n'a pas été confirmé). Elles sont donc toujours considérées comme étant soumises à des oscillations radiales. Mulet-Marquis et al. (2009) ont reconsidéré la théorie des pulsations non-radiales et arrivent à la conclusion que pour des étoiles de $T_{\text{eff}} > 6200$ K, seules des oscillations non-radiales devraient exister.

L'effet de la pulsation et des chocs couplées à la pression de radiation est le phénomène de perte de masse le plus envisagé actuellement (Neilson & Lester 2008). Neilson et al. (2009, 2011) ont montré que la perte de masse via ces processus est une explication raisonnable à l'existence des enveloppes autour des Céphéides.

1. d'après le David Dunlap Observatory Catalogue of Galactic Classical Cepheids : <http://www.astro.utoronto.ca/DDO/research/cepheids/cepheids.html>

1.6.3 Le magnétisme

La présence d'une activité magnétique est assez incertaine pour les étoiles Céphéides. Si le champ est assez fort, il peut avoir une influence sur l'éjection de matière, mais cela n'a toujours pas été détecté, encourageant donc l'hypothèse d'un faible champ magnétique. Très peu de données existent à ce sujet et les mesures existantes pointent vers une activité magnétique faible, c'est à dire $< 20 \text{ G}$ (Borra et al. 1981, 1984; Wade et al. 2002).

Le magnétisme semble donc peu probable comme mécanisme d'éjection de matière mais peut cependant intervenir dans la réorganisation de la matière éjectée par l'étoile. Toutefois, le manque de résolution spatiale actuel ne nous permet pas de vérifier cette possibilité.

1.6.4 La binarité

Le phénomène d'étoiles doubles ou multiples est très commun dans l'univers. Plus de 60 % des Céphéides classiques appartiennent à un système binaire ou multiple (Szabados 1995). Bien que souvent négligé, l'effet dû à la présence d'un compagnon sur les mesures (photométrie, spectroscopie, ...) ne doit pas être oublié. L'une des difficultés de leur détection est due au fait que les Céphéides sont assez éloignées et de surcroît très brillantes par rapport à leurs compagnons. De plus la séparation entre les deux objets est en général assez petite, impliquant que l'imagerie directe est impossible pour le moment. Par exemple pour FF Aql et W Sgr la séparation est $a = 12.8 \pm 0.9 \text{ mas}$ et $a = 12.9 \pm 0.3 \text{ mas}$ respectivement (Benedict et al. 2007).

La formation d'une enveloppe circumstellaire par binarité n'est possible que dans certains cas. Si l'une des étoiles remplit entièrement son lobe de Roche, alors de la matière est transférée via le point de Lagrange L_1 vers l'autre composante plus massive (voir Annexe A.2). Comme le système est en rotation autour du centre de gravité, la matière "tombe" de façon spirale et forme alors un disque d'accrétion. Dans notre cas, cette hypothèse nécessite une composante compacte arrachant la matière de la Céphéide, mais à ce jour il n'existe pas d'indices observationnels pour confirmer cela. De plus, les systèmes binaires connus impliquant des Céphéides semblent être assez éloignés l'un de l'autre pour être des systèmes détachés, rendant cette hypothèse peu probable (Pietrzynski et al. 2010, pour un exemple de Céphéide double dans un système détaché dans le LMC).

Une autre possibilité serait liée à l'excentricité de l'orbite faisant qu'à chaque passage au périastre, le compagnon arracherait un peu de matière à la Céphéide. Comme le système n'est pas résolu, il est difficile de confirmer cette hypothèse.

1.7 Objectifs de la thèse : étude des enveloppes circumstellaires

Le statut de "chandelle standard" des Céphéides donne une importance supplémentaire à l'étude de leurs enveloppes circumstellaires. Le but de cette thèse est d'apporter des solutions observationnelles pour caractériser les paramètres physiques, identifier un éventuel rapport avec la pulsation et estimer leur influence sur l'étalonnage de la relation période–luminosité.

C'est un sujet nouveau dans le cadre des étoiles Céphéides puisque ces environnements circumstellaires n'ont été détectés que récemment (Kervella et al. 2006). Cela m'a donc permis d'orienter mes recherches vers plusieurs techniques d'observation et diverses gammes de longueur d'onde. À la vue des premiers résultats montrant une taille de quelques rayons stellaires, les techniques de la haute résolution angulaire semblent nécessaires à l'étude de ces environnements. De plus, pour réduire le contraste entre l'étoile et l'enveloppe, des

longueurs d'onde supérieures à $2\ \mu\text{m}$ sont préférables.

Dans un premier temps je parlerai d'observations de l'enveloppe étendue de la Céphéide RS Puppis en imagerie par optique adaptative avec *NACO*, couplée à un mode d'observation dit "cube". Cette étude m'a permis de déduire le rapport de flux entre l'enveloppe et la photosphère de l'étoile dans deux bandes étroites centrées sur $\lambda = 2.18\ \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.64\ \mu\text{m}$. De plus grâce au mode cube, j'ai également pu effectuer une étude statistique du bruit de speckle me permettant d'étudier une éventuelle asymétrie.

Dans un second temps, j'utilise des données *VISIR* pour étudier la distribution d'énergie spectrale d'un échantillon de Céphéides. Ces images, qui sont limitées par la diffraction, m'ont permis d'effectuer une photométrie précise dans la bande *N* et de mettre en évidence un excès infrarouge lié à la présence d'une composante circumstellaire. D'autre part en appliquant une analyse de Fourier j'ai montré que certaines de ces composantes sont résolues.

Je poursuis ensuite l'étude de ces enveloppes en passant à une plus haute résolution spatiale grâce à l'interférométrie. J'ai exploré la bande *K'* avec l'instrument de recombinaison *FLUOR* pour un échantillon de Céphéides. Les données étant récentes (dernières observations en août 2011), elles sont toujours en cours de réduction et d'analyse, et je ne présenterai donc que certains premiers résultats. Grâce à de nouvelles données sur l'étoile *Y Oph*, j'ai approfondi l'étude de son enveloppe circumstellaire. En utilisant un modèle d'étoile entourée d'une couronne sphérique, j'ai déterminé une taille angulaire de $4.54 \pm 1.13\ \text{mas}$ et une profondeur optique de 0.011 ± 0.006 . Pour deux autres Céphéides, *U Vul* et *S Sge*, j'ai appliqué la méthode de Baade–Wesselink afin d'estimer une première mesure directe de leur distance. J'ai trouvé une distance de $d = 647 \pm 45\ \text{pc}$ et $d = 661 \pm 57\ \text{pc}$, respectivement pour *U Vul* et *S Sge*, ainsi qu'un rayon linéaire moyen $R = 53.4 \pm 3.7\ R_{\odot}$ et $R = 57.5 \pm 4.9\ R_{\odot}$ respectivement. L'étude interférométrique se conclut par une estimation du diamètre angulaire de la Céphéide *R Sct*.

Je terminerai ce manuscrit par des conclusions liées à l'application des diverses techniques d'observations et j'exposerai les perspectives possibles sur les Céphéides et leur enveloppe circumstellaire.

Imagerie à haute résolution spatiale : Optique adaptative et "lucky-imaging"

Sommaire

2.1	Introduction	25
2.2	Principe de l'optique adaptative	26
2.2.1	Fonction d'étalement de point idéale	27
2.2.2	Fonction d'étalement de point réelle	27
2.2.3	Shack-Hartmann et miroir déformable	30
2.3	Lucky-imaging	32
2.4	L'instrument NACO	34
2.5	Observation de RS Puppis avec NACO	36
2.5.1	RS Pup	36
2.5.2	Les observations	36
2.5.3	Méthode "shift-and-add"	38
2.5.4	Étude statistique du bruit de speckles	45
2.5.5	Conclusion de cette étude	51

2.1 Introduction

L'observation depuis l'espace est idéale en astronomie, mais malheureusement un télescope spatial coûte cher et on observe donc le plus souvent depuis le sol. Le handicap pour un télescope terrestre est la turbulence atmosphérique qui a pour effet de limiter la résolution spatiale, rendant un télescope de 10 m pas plus efficace qu'un télescope de quelques centimètres de diamètre. Ce phénomène de turbulence est observable à l'œil nu lorsqu'on contemple le ciel nocturne, et se traduit par une impression de scintillement des étoiles.

La turbulence dans l'atmosphère est liée aux mouvements de masses d'air de différentes températures. Ces mouvements aléatoires produisent des variations d'indice de réfraction de l'air qui altéreront légèrement la trajectoire des photons, provoquant une dégradation de l'image. On surmonte ce problème de dégradation en corrigeant les fluctuations avec un système d'optique adaptative. L'idée originelle d'un tel système provient de Babcock (1953) qui affirma qu'il était possible de corriger la déformation d'une image si l'on connaît la manière dont elle est déformée. Ce n'est que vers la fin des années 80 que le premier système d'optique adaptative (OA) appliqué à l'astronomie voit le jour. Le premier résultat prometteur est présenté par Rousset et al. (1990) et rapportait la résolution d'un système binaire.

Une onde plane entrant dans l'atmosphère se voit déformée après sa traversée. Un système d'OA mesure cette déformation causée par la turbulence et la corrige en temps réel pour obtenir une meilleure qualité d'image. Les éléments clefs d'un tel système sont l'analyseur de front d'onde, le miroir déformable et le calculateur. Bien que performants de nos jours, ces sous-systèmes ont leurs limitations. Ils dépendent fortement de la vitesse caractéristique de la turbulence et actuellement, la correction n'est possible que dans le visible et le proche infrarouge, où les effets de la turbulence sont moindres. La source observée doit également être brillante pour permettre une bonne correction, ce qui n'est malheureusement pas souvent le cas. On alors recours à une étoile prise comme référence (naturelle ou artificielle) pour mesurer la déformation du front d'onde.

Bien qu'efficace, une OA n'est pas parfaite et la correction de la déformation n'est pas toujours optimale. Les variations temporelles de la turbulence (à une échelle de quelques millisecondes) produisent des variations de qualité de la correction. Ainsi le front d'onde sera d'autant mieux corrigé que la turbulence sera faible. Lors d'une observation à travers une atmosphère turbulente, cette variation est moyennée sur le temps d'acquisition, menant à une résolution spatiale inférieure à la limite de résolution du télescope. Ceci peut être amélioré en enregistrant des images de temps d'exposition assez court (pas trop quand même pour permettre à l'OA de fonctionner), dans le but de "figer" la turbulence atmosphérique. Ce procédé est connu sans utilisation d'une OA comme "lucky-imaging". Avec cette technique, nous pouvons sélectionner les images les moins altérées par la turbulence. Il est également possible de combiner cette technique à un système d'OA, dont on peut choisir les meilleures images corrigées. La résolution atteinte est proche de la limite de résolution du télescope et meilleure qu'avec une image longue pose avec OA.

En raison de sa petite taille angulaire, une haute résolution spatiale est nécessaire pour obtenir une image de l'enveloppe circumstellaire autour d'une Céphéide. Une image dégradée par la turbulence peut facilement empêcher la détection d'une enveloppe. D'un autre côté, la correction partielle d'une OA peut également entraîner la formation d'un "halo" qui peut, pour des scientifiques moins expérimentés dans ce domaine, facilement être confondu avec un environnement circumstellaire.

J'ai été amené durant mon travail de thèse à réduire les données de l'instrument NACO du VLT. Cet instrument est doté d'une optique adaptative (NAOS, Rousset et al. 2003) et permet plusieurs modes d'observations. Mes données concernent la Céphéide RS Pup, et ont été obtenues en mode "cube" aux longueurs d'onde de $1.64\ \mu\text{m}$ et $2.18\ \mu\text{m}$. Dans un premier temps, je parlerai d'une manière non-exhaustive de l'optique adaptative, en prenant comme exemple le système NAOS, le but étant d'exposer les paramètres fondamentaux et le principe de fonctionnement. La technique de "lucky-imaging" sera ensuite introduite et testée sur quelques exemples. La Section 2.5 concerne l'application simultanée de l'OA et du "lucky-imaging" à la Céphéide RS Pup. Je développerai mes méthodes d'analyses et mes résultats qui ont donné lieu à une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (Annexes A.4).

2.2 Principe de l'optique adaptative

Dans cette partie j'expose brièvement les bases de l'optique adaptative. Cette section n'a pas pour but de redémontrer la théorie de la turbulence, mais plutôt de se faire une idée sur le principe général et les paramètres de base. Je renvoie le lecteur vers des revues comme Roddier (2004) ou Beckers (1993) pour une théorie plus exhaustive.

2.2.1 Fonction d'étalement de point idéale

La résolution d'un télescope est imposée par la nature ondulatoire de la lumière. L'image d'un point source est donnée par la théorie de la diffraction et est nommée fonction d'étalement de point (FEP, ou PSF en anglais). Considérons une onde plane arrivant sur un télescope composée d'un miroir circulaire, l'intensité observée au foyer, appelée figure de diffraction, est :

$$I(r) = I_0 \left(\frac{2J_1(r)}{r} \right)^2$$

où $r = \pi \sqrt{x^2 + y^2} D / (\lambda f)$, (x, y) les coordonnées au foyer, D le diamètre du télescope, λ la longueur d'onde et f la distance focale. La FEP, également appelée fonction d'Airy, est tracée sur la Fig. 2.1 pour un télescope de diamètre $D = 8$ m, $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ et $f = 100$ m.

La capacité d'un télescope à imager à son foyer deux points sources séparées dépend de son diamètre, de la longueur d'onde d'observation et de la séparation entre ces deux points. Le premier anneau de la FEP est défini comme la limite de résolution d'un télescope par Lord Rayleigh. La résolution angulaire en radian a pour expression $R = 1.22\lambda/D$. Un objet de taille $\theta \geq R$ sera considéré comme résolu par le télescope. Différents cas sont présentés sur la Fig. 2.2 pour deux points sources séparées d'un angle θ .

2.2.2 Fonction d'étalement de point réelle

Malheureusement depuis le sol, il est difficile d'atteindre cette résolution à cause de la turbulence atmosphérique. Le front d'onde est déformé par sa traversée de l'atmosphère et n'est plus plan. La turbulence dévie légèrement les rayons lumineux, comme le montre le schéma de la Fig. 2.3. Il en résulte que chaque point de l'image est la superposition de plusieurs fronts d'onde individuels formant des images distinctes (appelée tavelures ou speckles en anglais). D'un point de vue mathématique, la turbulence se traduit par des variations de phase de l'onde. Plus ces variations sont grandes et plus l'image est dégradée.

La distance caractéristique r_0 sur laquelle l'onde incidente reste suffisamment en phase pour produire une figure de diffraction est appelée paramètre de Fried. Pour des bons sites d'observations, ce paramètre est de l'ordre de 5–20 cm dans le visible. La largeur de la FEP, également appelé "seeing", sera alors donnée par $R \sim \lambda/r_0$. Un télescope de taille $D \leq r_0$ sera donc limité par la diffraction alors que si $D > r_0$ il sera limité par la turbulence, comme le montrent les images de la Fig. 2.3 pour une longue et courte pose.

Dans le modèle de Kolmogorov qui décrit les perturbations du front d'onde introduites par l'atmosphère, ce paramètre a pour expression :

$$r_0 = \left(0.423 \frac{4\pi^2}{\lambda^2 \cos z} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right)^{-\frac{3}{5}} \propto \lambda^{\frac{6}{5}}$$

où z est la distance angulaire de la source par rapport au zénith et $C_n^2(h)$ le profil de turbulence en fonction de la hauteur h . On remarque que r_0 augmente avec la longueur d'onde (pour $r_0(0.5 \mu\text{m}) \sim 10$ cm, on aura $r_0(2.2 \mu\text{m}) \sim 60$ cm).

Le seeing est l'un des paramètres le plus important lors des observations car c'est un indicateur de la qualité du ciel. Les meilleurs observatoires ont un seeing de l'ordre de 0.5–1'' en visible.

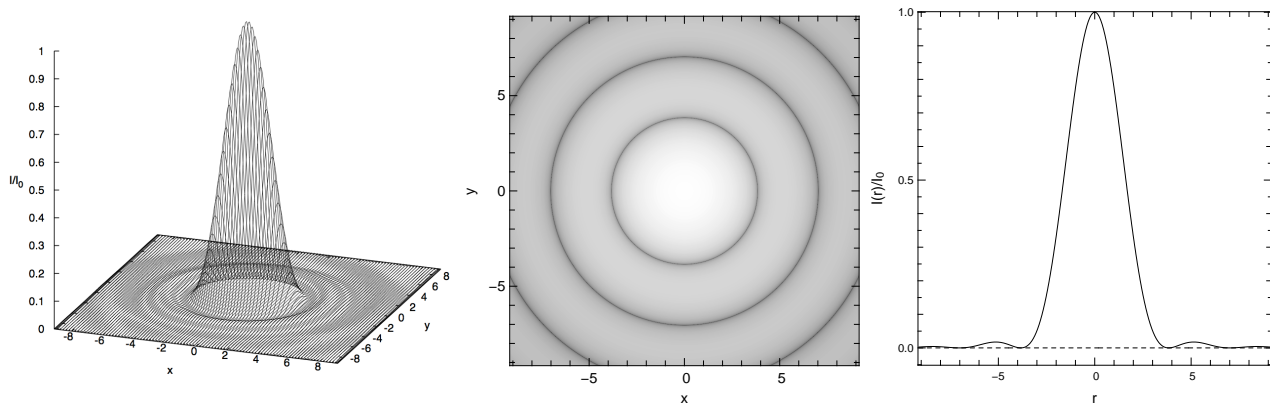


Fig 2.1 – **Fonction d'étalement de point idéale** : réponse impulsionnelle d'un télescope parfait en 3, 2 et 1 dimension. Le graphe à 2 dimensions a été tracé en échelle logarithmique afin de mieux discerner les anneaux.

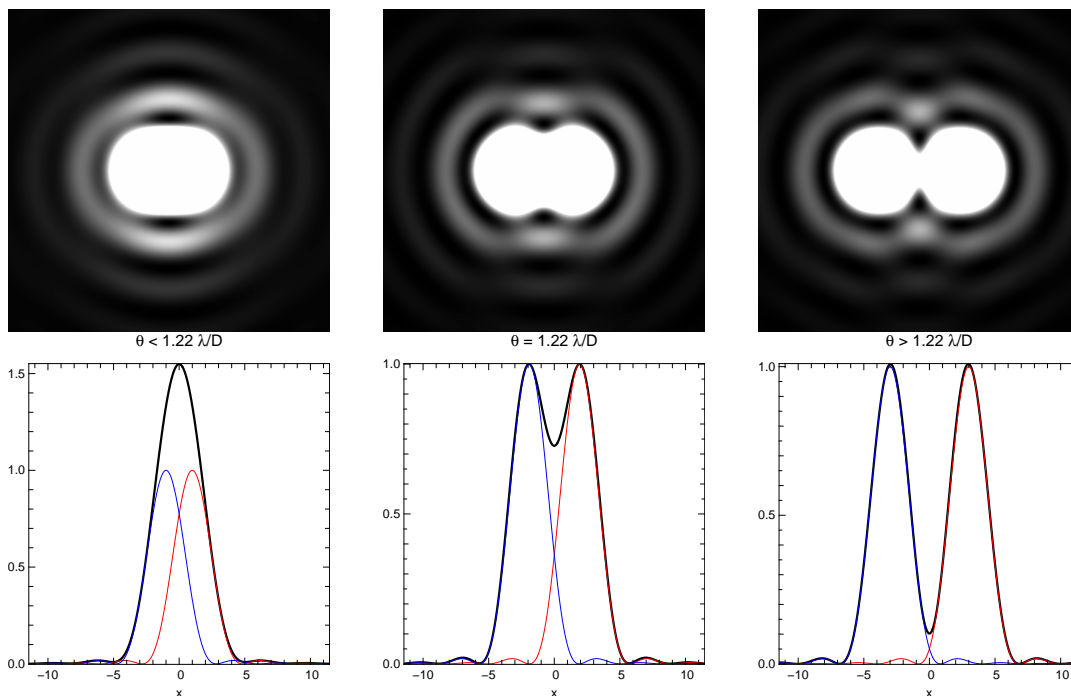


Fig 2.2 – **Pouvoir de résolution** : images de deux points sources séparés d'un angle θ . Dans l'image de gauche, les deux sources ne sont pas discernables.

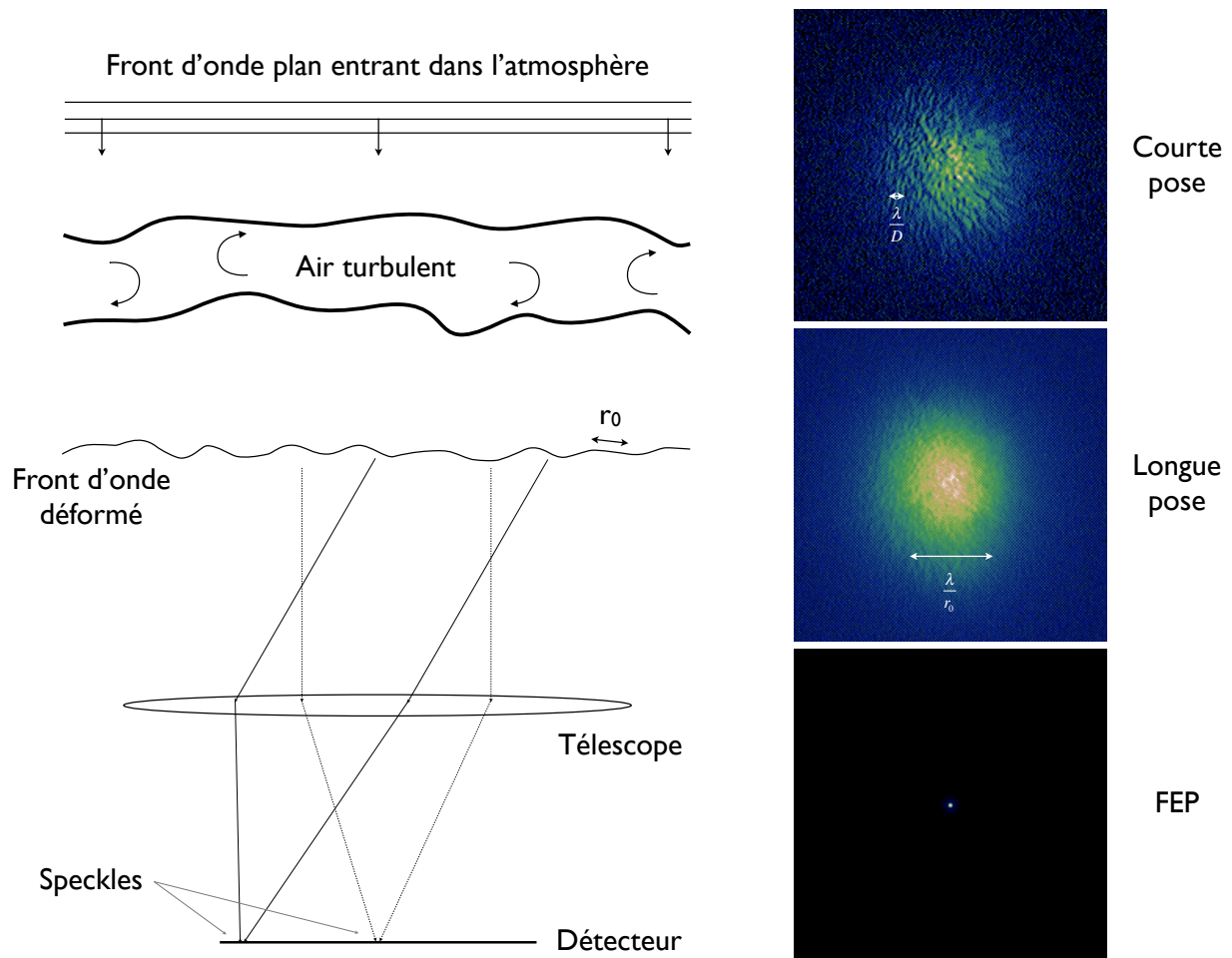


Fig 2.3 – **Déformation du front d'onde** : schéma du front d'onde déformé à son passage dans l'atmosphère. Lors d'une longue pose, l'image est la superposition de multiples fronts d'onde. Lors d'une courte pose, la turbulence est presque "gelée", moins d'ondes se superposent.

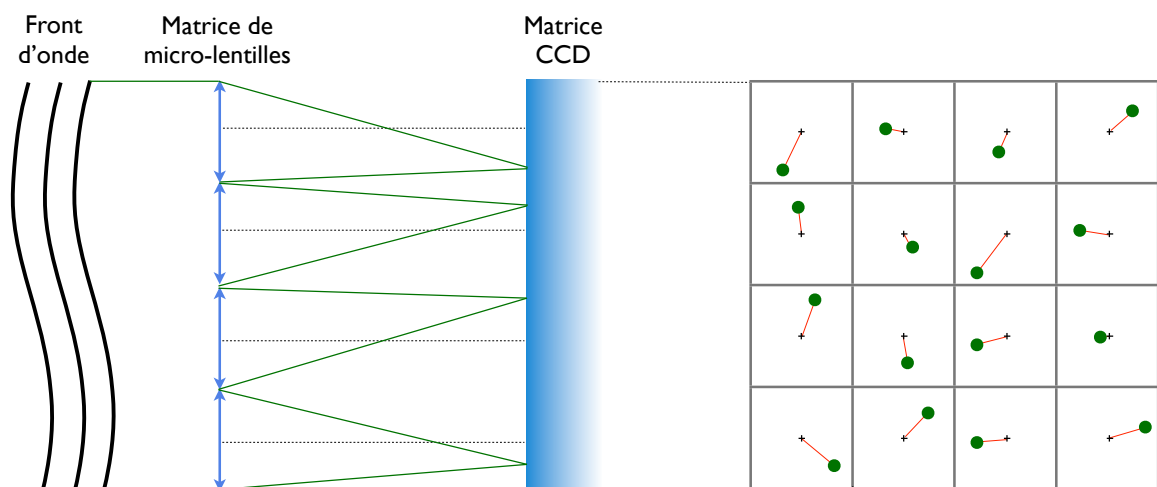


Fig 2.4 – **Principe du Shack-Hartmann** : schéma de fonctionnement d'un analyseur de type Shack-Hartmann.

2.2.3 Shack-Hartmann et miroir déformable

Les ingrédients nécessaires à l'amélioration du front d'onde sont un analyseur, un calculateur et un système de correction. Il existe différents types d'analyseur de surface d'onde (Shack-Hartmann, de courbure, à pyramide) mais je n'évoquerai ici que le principe d'un analyseur de type Shack-Hartmann (SH) car c'est ce dont est composé le système NAOS.

Un SH décompose le front d'onde en fronts d'ondes élémentaires afin d'en déterminer leur orientation. Son principe est schématisé sur la Fig. 2.4. Au moyen de micro-lentilles, le front d'onde est échantillonné puis imagé sur un sous-ensemble de pixels d'une matrice CCD appelé sous-pupille. La pente locale du front d'onde est estimée en mesurant dans chaque sous-pupille le déplacement de la tache lumineuse par rapport au centre. On remonte ensuite à la forme du front d'onde en approximant ces déformations par des séries de polynômes, généralement sur la base des polynômes de Zernike (également appelés modes, voir annexe A.3). On se doute que plus nous mettrons de sous-pupilles et de modes, meilleure sera la correction. À noter également que le premier mode de ces perturbations (et le plus important) concernant l'inclinaison du front d'onde (tip-tilt) n'est pas corrigé par le SH, mais plutôt par un miroir plan à mouvement rapide placé en amont.

Une fois le front d'onde connu, il faut le corriger et ce en temps réel. Cette correction n'est pas des plus simples puisqu'elle doit se faire sur un temps très court, de l'ordre de quelques millisecondes, à cause de l'évolution de l'atmosphère. On définit (hypothèse de Taylor) le temps de cohérence $t_0 \sim 0.314 r_0 / \bar{v}$ comme l'intervalle de temps où l'atmosphère n'évolue pas (ou très peu ; \bar{v} représente la vitesse moyenne du vent). La correction doit donc se faire en un temps $t \leq t_0$, impliquant un temps de calcul assez court (pour un seeing moyen dans le visible, $r_0(0.55 \mu\text{m}) \sim 10 \text{ cm}$ et $v \sim 10 \text{ m s}^{-1}$ on a $t_0 \sim 3 \text{ ms}$). Cette correction est ensuite appliquée sur un système de miroir déformable, qui a été inventé dans le but d'inverser la forme du front d'onde analysé sous l'effet d'un signal électrique. Comme le montre le schéma de la Fig. 2.5, ce type de miroir est assez flexible et est monté sur des actionneurs piézoélectriques qui permettent la déformation de sa surface. Cela permet de récupérer un front d'onde plan en sortie.

Tous ces systèmes forment l'optique adaptative. Son principe général est schématisé sur la Fig. 2.6. La lumière arrive au télescope, passe par un miroir plan, dont la fonction est de corriger du tip-tilt (inclinaison du front d'onde), puis parvient au miroir déformable. Une fraction du flux est ensuite prélevée grâce à une lame séparatrice et envoyée vers l'analyseur. Le front d'onde est reconstruit par un ordinateur qui interpole chaque sous-pupille par des polynômes de Zernike avant de les combiner linéairement. La correction à appliquer est par la suite transmise via des signaux électriques au miroir déformable puis au miroir de tip-tilt. Ce procédé forme un système dit à boucle fermée.

Plus le nombre de polynômes de Zernike sera grand, plus il traduira des aberrations d'ordre élevé et donc des surfaces d'ondes de plus en plus complexes. Mais pour des raisons de temps de calcul, le nombre de polynômes que l'on utilise est limité. Certains ordres élevés ne sont donc pas corrigés, entraînant la formation de speckles résiduels ou d'un halo autour du pic central. Le nombre de modes que l'on peut corriger dépend également du nombre d'actionneurs (et du nombre de sous-pupilles) et sont fonctions de la surface collectrice (télescope) et de r_0 par la relation $N \sim (D/r_0)^2$. On utilise également pour une bonne qualité de correction, une fréquence d'échantillonnage temporelle de l'ordre de $\sim 10 v/r_0$ (soit 1 kHz pour $r_0(0.55 \mu\text{m}) \sim 10 \text{ cm}$ et $v \sim 10 \text{ m s}^{-1}$).

Pour estimer la performance de l'OA, un paramètre appelé rapport de Strehl (SR) a été défini. Il représente le rapport entre le pic d'intensité mesuré par le pic d'intensité théorique.

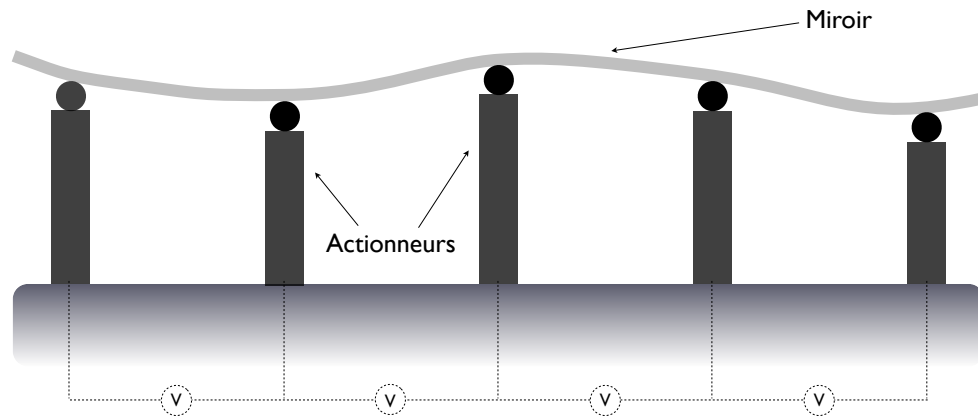


Fig 2.5 – **Miroir déformable** : schéma du miroir déformable monté sur des actionneurs piézoélectriques pour pouvoir déformer sa surface.

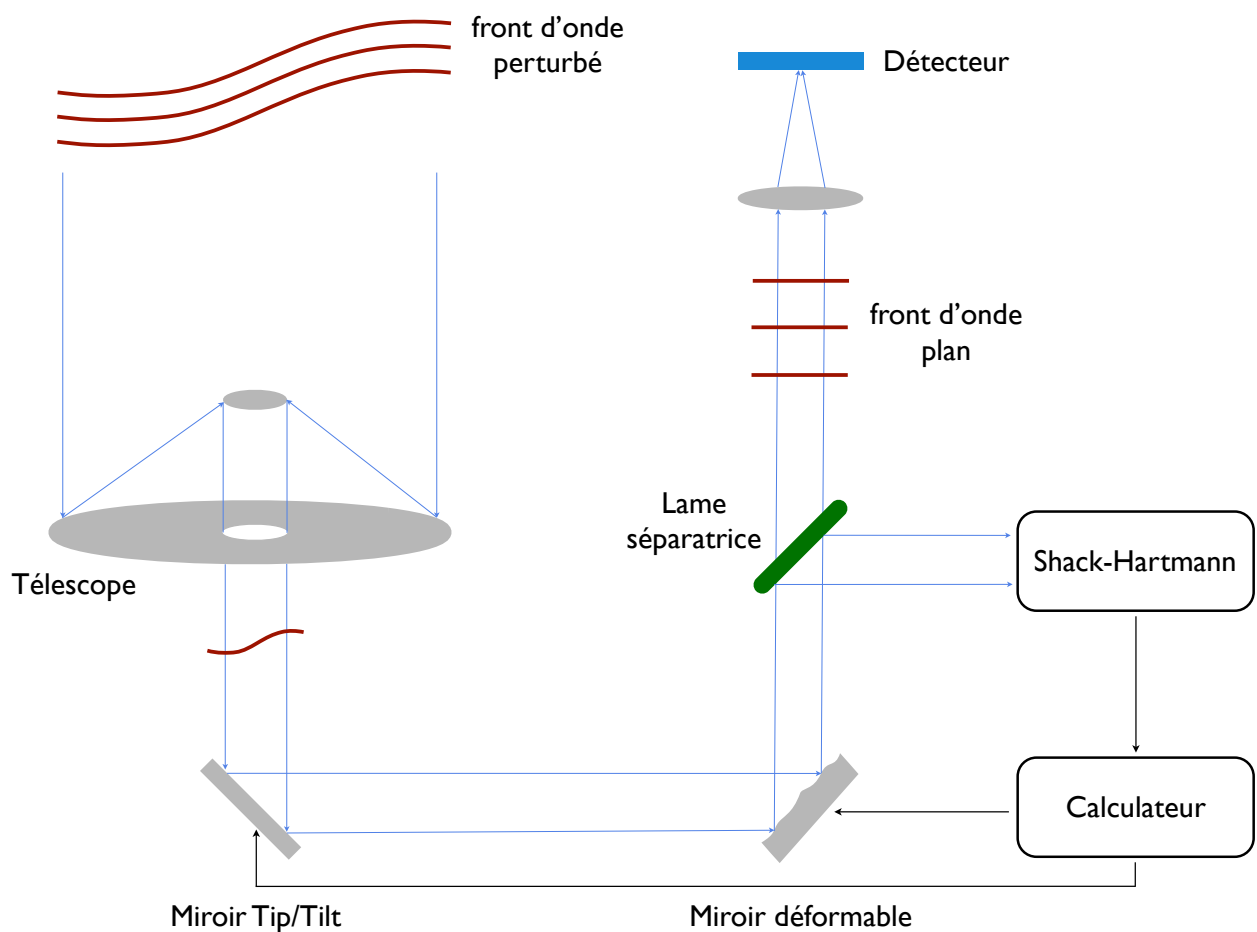


Fig 2.6 – **Schéma de l'optique adaptative** : schéma d'un système d'optique adaptative comprenant un miroir déformable et un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann.

Sur de bons sites d'observations, on peut obtenir $SR \sim 60\%$ à $2\ \mu\text{m}$. On parle également parfois d'énergie cohérente qui correspond à l'énergie contenue dans le pic central sur l'énergie totale. L'énergie cohérente est un bon indicateur du SR car c'est une mesure de l'énergie reconcentrée vers le pic central par l'AO. Des exemples de correction en bande K sont illustrées sur la Fig. 2.7 pour un télescope de 8 m avec $r_0(2.2\ \mu\text{m}) = 1\ \text{m}$, $\bar{v} = 10\ \text{m s}^{-1}$, 185 actionneurs et une fréquence d'échantillonnage de 440 Hz. La première image n'a pas subi de correction, l'image du milieu a été corrigée par OA avec un rapport de Strehl de 64 % et la dernière image représente la figure de diffraction pour comparaison ($SR = 100\%$ par définition).

Pour de bonnes performances, une OA nécessite un objet brillant (à cause du flux qui est divisé dans les sous-pupilles de l'analyseur) et ponctuel (objet brillant et ponctuel = étoile). Parfois les étoiles que l'on souhaite étudier remplissent ces critères et sont donc elles-mêmes utilisables comme références pour la correction du front d'onde. Dans le cas contraire, deux autres solutions sont possibles. Une autre étoile peut être utilisée comme référence mais dans ce cas elle doit être assez proche de l'objet d'étude, de telle sorte qu'elle subisse les mêmes perturbations de front d'onde. On définit un angle limite appelé angle d'isoplanétisme $\theta_0 \sim 0.314 r_0/\bar{h}$ (dans le cas d'une seule couche turbulente et où \bar{h} représente sa hauteur moyenne), tel que tout objet situé à l'intérieur de cet angle traverse la même atmosphère ($\theta_0 \sim 3''$ pour $r_0(0.55\ \mu\text{m}) = 10\ \text{cm}$ et $\bar{h} = 2\ \text{km}$). Mais parfois il n'y a pas d'étoiles assez brillantes et proches que l'on puissent utiliser, il faut alors en créer une. Comme nos moyens technologiques (et théorique) ne nous permettent pas de former une étoile à nos besoins, on se contente d'en produire une artificiellement grâce à un laser. Le procédé consiste à pointer une direction proche de l'objet à étudier avec un laser dans le but de stimuler une couche atmosphérique. L'une des couches possibles est celle de sodium, située à environ 90 km d'altitude, où l'émission stimulée sera utilisée comme source de référence. Cependant utiliser une étoile artificielle à quelques inconvénients. Pour citer seulement un exemple, l'altitude finie de l'étoile artificielle produit un défaut d'anisoplanétisme car son front d'onde n'est plus plan mais sphérique (contrairement à une étoile situé à l'infini). Bien que des solutions existent, une étoile naturelle est toujours préférable comme source de référence.

Les performances d'une OA dépendent de paramètres comme le seeing, la masse d'air, la vitesse de la turbulence, ... Le rapport de Strehl est donc fonction du temps et il n'est pas toujours facile d'obtenir une FEP à la limite de diffraction. L'atmosphère évolue très rapidement (de l'ordre de la milliseconde), sur un temps parfois inférieur au temps d'exposition, empêchant dès lors d'atteindre la résolution angulaire limite du télescope. Une des possibilités est de diminuer le temps d'exposition pour essayer de "figer" l'atmosphère : c'est le principe du lucky-imaging.

2.3 Lucky-imaging

Cette technique, proposée pour la première fois par Bates & Cady (1980), permet d'atteindre une résolution proche de la limite de diffraction. Elle consiste à prendre des images instantanément sous forme de cube de données, de recentrer ensuite chaque image du cube par rapport au pixel le plus brillant puis d'en faire la moyenne. Un exemple est exposé sur la Fig. 2.8 pour un télescope de 8.2 m à $8.6\ \mu\text{m}$ (image de Gallenne et al. 2011 soumis dans A&A, qui seront présentées au Chapitre 3). On remarque que ces images, de temps d'exposition de 16 ms, sont assez proches de la limite de diffraction (présenté sur la même figure). Le rapport signal à bruit final sera augmenté grâce à l'acquisition de milliers d'images. Ce mode d'acquisition permet la sélection des images les moins altérées par l'atmosphère, c'est à dire les

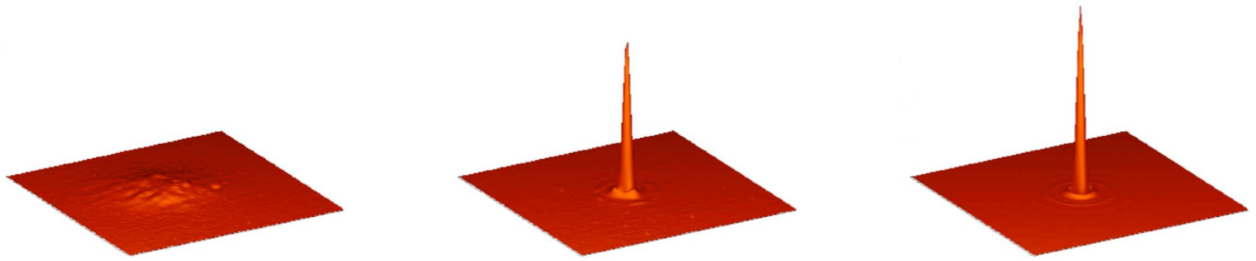


Fig 2.7 – **Correction de la FEP par l’optique adaptative** : FEP obtenue par OA en bande K pour un télescope de 8 m avec $r_0(2.2\ \mu\text{m}) = 1\ \text{m}$, $\bar{v} = 10\ \text{m s}^{-1}$, 185 actionneurs et une fréquence d’échantillonnage de 440 Hz. La première image n’est pas corrigée, le Strehl pour les deux autres sont respectivement 0,64 % et 100 % (images simulées par G. Rousset).

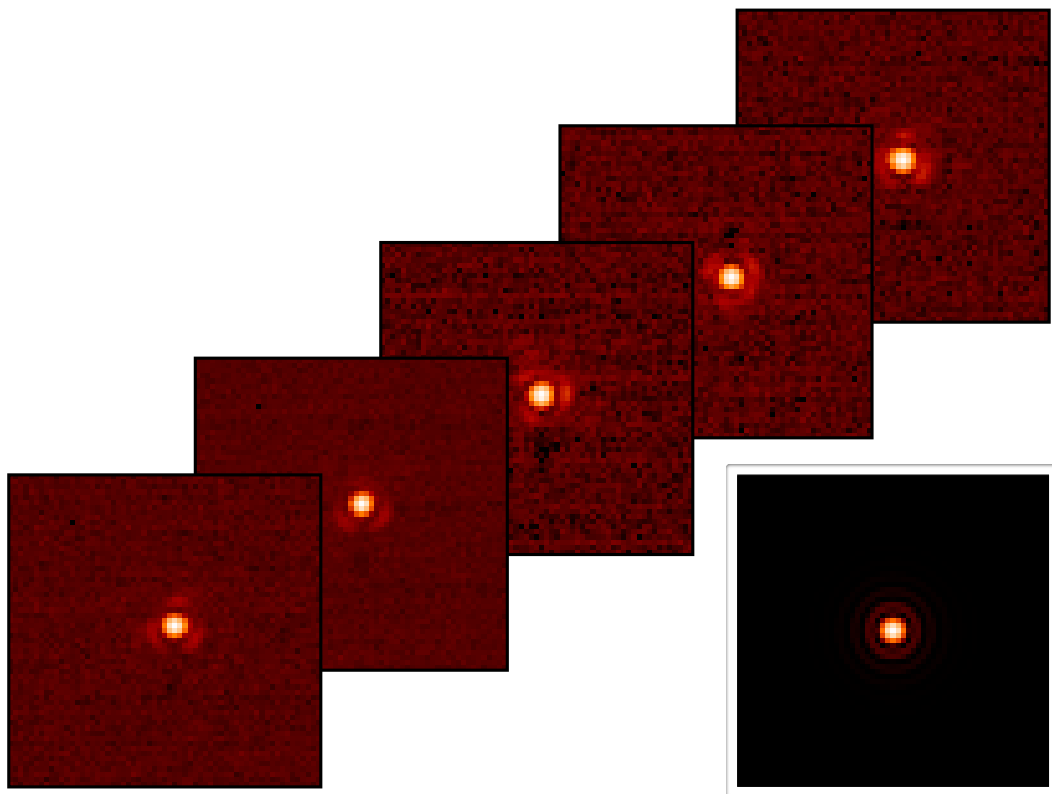


Fig 2.8 – **Principe du lucky-imaging** : portion d’images courtes poses (16 ms) incluses dans un cube de 22 000 images prise au VLT à $8.6\ \mu\text{m}$ (étoile HD 161096, Gallenne et al. 2011 soumis dans A&A). En bas à droite est représenté la FEP théorique. L’échelle est logarithmique sur toutes les images.

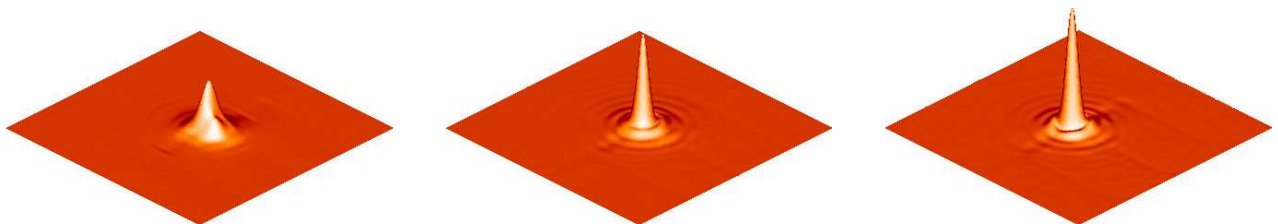


Fig 2.9 – **Efficacité du lucky-imaging** : image moyenne du cube de la Fig. 2.8. L’image de gauche est une simple moyenne du cube : $\text{FWHM} = 0.40''$. L’image centrale représente l’image moyenne du cube recentré sur le pixel le plus brillant : $\text{FWHM} = 0.26''$. Pour l’image de droite, 50 % des meilleures images ont été retenues sur le cube recentré avant d’être moyennées : $\text{FWHM} = 0.22''$.

images dont presque toute l'énergie est comprise à l'intérieur du pic central. Sur la Fig. 2.9, j'expose l'efficacité de cette technique en représentant l'image moyenne sans recentrage ni sélection (image longue pose), puis avec recentrage sans sélection et enfin avec recentrage et sélection de 50% des meilleures images. Les largeurs à mi-hauteur (FWHM) sont respectivement $0.40''$, $0.26''$ et $0.22''$. En comparant avec la résolution du télescope à cette longueur d'onde de $0.21''$, on s'aperçoit que cette méthode, également appelée "shift-and-add", apporte un gain considérable en résolution spatiale.

L'inconvénient de cette méthode est son manque de sensibilité. Un temps d'exposition très court implique un flux relativement important pour la détection, et limite par conséquent les objets accessibles à cette technique. Si l'on souhaite un temps d'acquisition plus long, il est possible de combiner cette technique avec l'OA afin de limiter la détérioration de la FEP. Cette combinaison permet de sélectionner en plus des images les moins altérées par la turbulence atmosphérique, les images les mieux corrigées par l'OA, réduisant ainsi le halo créé par les modes non corrigés.

Voyons maintenant une application de l'OA+lucky-imaging à la détection de l'enveloppe de RS Pup. Les données que j'ai utilisées proviennent du Very Large Telescope (VLT) et plus particulièrement de l'instrument NACO.

2.4 L'instrument NACO

L'instrument NACO (pour NAos-CONica) est installé depuis fin 2002 au foyer Nasmyth du quatrième télescope du VLT (UT4). Il se compose d'un détecteur infrarouge (CONICA) et d'un système d'optiques adaptatives (NAOS). CONICA est équipée d'un détecteur 1024×1026 pixels opérant dans l'intervalle de longueur d'onde $0.8\text{--}5.5\ \mu\text{m}$. Il peut fonctionner en mode imagerie, coronagraphie, spectroscopie, polarimétrie ou masquage de pupille. Il est muni à ce jour de 5 filtres à bandes larges, 18 en bandes intermédiaires et 12 en bandes étroites¹. Trois modes de lecture peuvent être choisis par l'utilisateur en fonction de l'intensité du fond de ciel (et donc de la longueur d'onde d'observation). Le mode choisi imposera certains autres modes instrumentaux. Diverses caractéristiques qui nous seront utiles dans la suite de ce chapitre et qui concernent ses modes de fonctionnement sont reportées dans la Table 2.1. Cinq caméras sont disponibles en fonction de la longueur d'onde et du champ de vue désiré. La liste est présentée en Table 2.2.

Le système NAOS quant à lui se compose de deux analyseurs de front d'onde, un dans le visible ($0.45\text{--}1\ \mu\text{m}$) et un dans l'infrarouge ($0.8\text{--}2.5\ \mu\text{m}$). Il est doté d'un miroir déformable de 11 cm monté sur 185 actionneurs et d'un miroir tip-tilt. Les analyseurs de front d'onde sont de type Shack-Hartmann et comprennent de multiples configurations possibles, à choisir en fonction de la magnitude de la source de référence. Dans le cas d'une analyse dans le visible, deux configurations sont disponibles : 14×14 et 7×7 sous-pupilles. Pour une source brillante, on choisira un échantillonnage de 14×14 sous-pupilles alors que pour une source peu brillante, on choisira plutôt 7×7 . Dans le cas d'une analyse dans l'infrarouge, on a trois configurations possibles : une 14×14 sous-pupilles et deux 7×7 sous-pupilles avec des champs de vue différents.

Un des modes intéressants de NACO est celui du mode cube. Lors d'observations en mode courtes poses, il est possible d'enregistrer chaque image individuelle dans un cube de données (si l'astronome ne demande pas le mode cube, alors l'image fournie sera une

1. Les caractéristiques des filtres sont disponibles sur le site <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/naco/inst/filters.html>

Mode instrumental	Mode de lecture	Mode du détecteur	σ_{lec} (ADU)	γ (e^-/ADU)	t_{exp} min. (s)
SW	FowlerNsamp	HighSensitivity	1.3	12.1	1.7927
SW	Double_RdRstRd	HighDynamic	4.2	11.0	0.3454
LW NB imaging	Uncorr	HighDynamic	4.4	11.0	0.1750
LW Lp imaging	Uncorr	HighWellDepth	4.4	9.8	0.1750
LW Mp imaging	Uncorr	HighBackground	4.4	9.0	0.0560

TABLE 2.1 – **Caractéristiques du détecteur CONICA** : divers modes disponibles de CONICA. σ_{lec} représente le bruit de lecture et γ le gain du détecteur. Le temps d'intégration minimal est également indiqué. SW (pour Short Wavelength) concerne les longueurs d'onde $< 2.5 \mu\text{m}$ (caractéristiques obtenues d'après le manuel de l'instrument).

Camera	Échelle (mas/pixel)	Champ de vue (")	Interval spectral (μm)
S13	13.221 ± 0.017	14×14	1.0–2.5
S27	27.053 ± 0.019	28×28	1.0–2.5
S54	54.500 ± 0.100	56×56	1.0–2.5
SDI+	17.32	8×8	1.6
L27	27.19	28×28	2.5–5.0
L54	54.9	56×56	2.5–5.0

TABLE 2.2 – **Liste des caméras disponibles** : les caméras commençant par "S" concernent les longueurs d'onde $< 2.5 \mu\text{m}$ (caractéristiques obtenues d'après le manuel de l'instrument).

Taille de fenêtre (pixel)	t_{exp} min. (s)	$N * t_{\text{exp}}$ max. (s)	Images perdues (%)
1024×1026	0.35	126	20–22
1024×1026	0.50	126	0
512×514	0.109	508	0
256×258	0.039	2027	0
128×130	0.016	8049	0
64×66	0.007	31711	0

TABLE 2.3 – **Caractéristiques du mode cube** : concernant la configuration "Double_RdRstRd" du détecteur uniquement (caractéristiques obtenues d'après le manuel de l'instrument). $N * t_{\text{exp}}$ max. représente le nombre maximal d'images enregistrables dans un cube. Le tau de perte d'image est lié à des problèmes électroniques (taille du buffer et vitesse d'écriture sur le disque).

moyenne du cube). Ce mode offre 5 tailles de fenêtre possibles pour chaque configuration du détecteur. J'expose les caractéristiques du mode cube dans la Table 2.3, seulement pour la configuration du détecteur utilisée pour les données RS Pup.

2.5 Observation de RS Puppis avec NACO

Les données récoltées en janvier 2009 m'ont permis de mener une étude sur l'environnement circumstellaire de la Céphéide RS Pup. J'ai pu déterminer un rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile ainsi que la morphologie apparente dans deux bandes photométriques.

Après avoir présenté brièvement cette étoile, je décrirai les observations et la réduction des données. J'exposerai ensuite les deux méthodes d'analyses que j'ai appliquées à ces données et je finirai par les conclusions. Cette section est basée sur un article qui a été publié dans la revue A&A (Annexe A.4).

2.5.1 RS Pup

C'est une Céphéide classique de période $P = 41.4$ j, bien connue depuis des années pour son immense enveloppe circumstellaire (Westerlund 1961; Havlen 1972). RS Pup est une étoile dix fois plus massive que le Soleil, plus de 200 fois plus grande et en moyenne 15 000 fois plus lumineuse. Il s'agit de la seule Céphéide connue à être entourée d'une grande nébuleuse de poussière. L'origine de cette nébuleuse n'est pas bien connue, serait-ce les restes de la nébuleuse d'origine ou de la matière éjectée par l'étoile elle-même ? Peut-être bien les deux ! Le rayon angulaire de cette nébuleuse est de l'ordre de $1'$ en bande V , ce qui correspond à un rayon linéaire d'environ 120 000 AU (en utilisant $d \sim 2$ kpc, Kervella et al. 2008), soit environ 1300 fois le rayon du système solaire. Cette nébuleuse est illustrée sur la Fig. 2.10. Sa morphologie est très discutée dans la littérature : Kervella et al. (2008) supposèrent une coquille mince et uniforme pour la détermination de la distance par échos de lumière. Feast (2008) a montré qu'un disque incliné concorde également avec les données, et pour finir, une forme plutôt bipolaire est considérée par Bond & Sparks (2009). La morphologie de cette nébuleuse est donc un sujet toujours ouvert.

La plupart des données concernant cette étoile sont photométriques et couvrent des années d'observations. J'ai tracé sur la Fig. 2.11 la distribution d'énergie spectrale moyenne à partir de données récoltées dans la littérature (Kervella et al. 2009). L'ajustement des données par un spectre synthétique (Castelli & Kurucz 2003) a permis d'estimer un diamètre angulaire moyen $\theta_{LD} = 0.93 \pm 0.01$ mas et une température effective moyenne $T_{\text{eff}} = 5070 \pm 33$ K. L'accord entre ce diamètre et $\theta_{LD} = 1.02$ mas prédit par Moskalik & Gorynya (2005) est assez bon.

2.5.2 Les observations

Les observations ont eu lieu dans la nuit du 06 au 07 janvier 2009 sous des conditions atmosphériques convenables. Nous avons utilisé la caméra S13 (Table 2.2) avec deux filtres étroits : NB_1.64 ($\lambda_0 = 1.644 \mu\text{m}$ de largeur $\Delta\lambda = 0.018 \mu\text{m}$) et IB_2.18 ($\lambda_0 = 2.180 \mu\text{m}$ de largeur $\Delta\lambda = 0.060 \mu\text{m}$). Le mode cube a été sélectionné avec des fenêtres respectives de 512×514 et 256×258 pixels (Table 2.3). Nous avons enregistré 10 cubes de données dans chaque filtre pour la Céphéide RS Pup et 4 cubes pour l'étoile de référence HD 74417. Chaque cube comprenait 460 images à $1.64 \mu\text{m}$ et 2000 images à $2.18 \mu\text{m}$. L'étoile de référence a été observé tout de suite après RS Pup afin d'être dans les mêmes conditions atmosphériques. Le mode de lecture choisi était "Double_RdRstRd" (pour un fond de ciel moyen, le détecteur est lu, réinitialisé puis lu une seconde fois), avec le temps d'intégration minimum autorisé

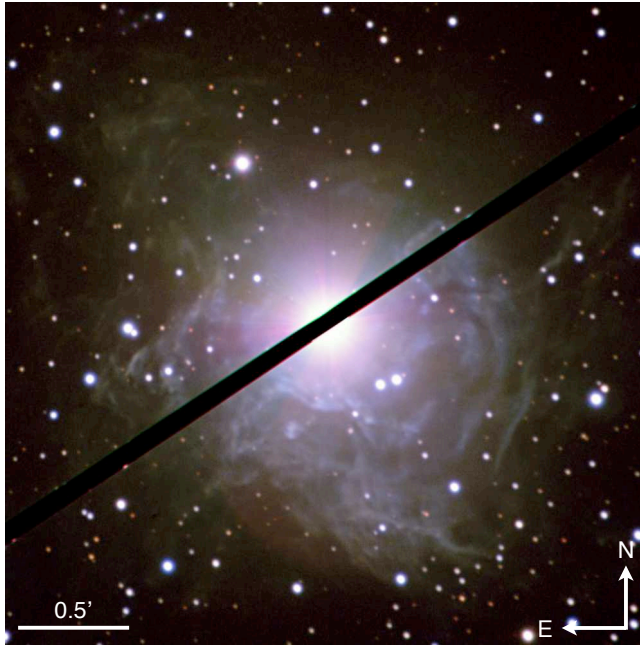


Fig 2.10 – **Image couleur de RS Pup** : image composite de la magnifique nébuleuse entourant RS Pup (images de l'instrument NTT/EMMI, Kervella et al. 2008).

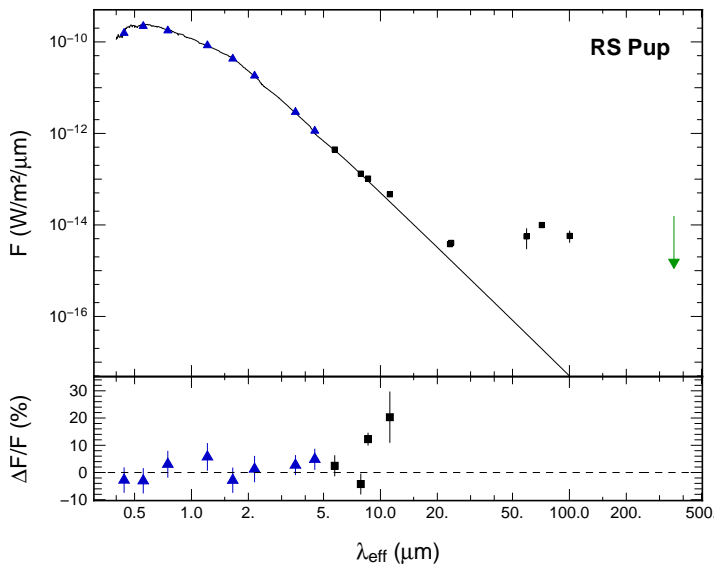


Fig 2.11 – **Distribution d'énergie spectrale de RS Pup** : spectre synthétique (Castelli & Kurucz 2003) et mesures photométriques. Le graphique du bas correspond aux résidus de la soustraction des données photométriques au spectre synthétique. Les triangles bleus sont les points utilisés pour l'ajustement du spectre synthétique. La flèche verte indique une limite supérieure à $350\mu\text{m}$ que j'ai estimée à partir des données de APEX/SABOCA.

MJD	ϕ	Filtre	Nom	seeing (")	AM	Nbr	\bar{r}_0 (cm)	\bar{t}_0 (ms)
54 838.021	-	NB_2.17	HD 9362	0.72	1.15	1	9.2	3.1
54 838.025	-	NB_1.64	HD 9362	0.77	1.15	1	9.0	2.9
54 838.037	-	NB_2.17	Achernar	0.84	1.25	1	9.1	2.3
54 838.043	-	NB_1.64	Achernar	0.83	1.27	1	9.1	2.3
54 838.199	0.035	IB_2.18	RS Pup	0.71 ± 0.05	1.03	10	13.6 ± 0.4	3.6 ± 0.2
54 838.209	0.035	NB_1.64	RS Pup	0.68 ± 0.04	1.03	10	13.0 ± 0.1	3.4 ± 0.1
54 838.223	-	IB_2.18	HD 74417	0.55 ± 0.01	1.05	4	19.3 ± 0.8	5.1 ± 0.4
54 838.227	-	NB_1.64	HD 74417	0.54 ± 0.01	1.04	4	20.3 ± 0.1	5.1 ± 0.1

TABLE 2.4 – **Journal des observations NACO** : le seeing indiqué est la valeur moyenne en bande V mesurée par la station DIMM. AM dénote la masse d'air et Nbr le nombre de cubes enregistrés. \bar{r}_0 et \bar{t}_0 sont respectivement le paramètre de Fried et le temps de cohérence moyens données par le calculateur de l'AO à $0.55\mu\text{m}$.

pour chaque fenêtre (Table 2.3), soit 109 ms (pour 512×514) et 39 ms (pour 256×258). Le journal des observations est présenté dans la Table 2.4.

Pour comparer ultérieurement le comportement du système d'optique adaptative et les différents artefacts des images RS Pup, j'ai également utilisé deux autres étoiles observées la même nuit : Achernar et son étoile de référence δ Phe. Ces données ont été également acquises en mode cube avec la même caméra. Un cube a été obtenu avec le filtre NB_1.64 et un avec le filtre NB_2.17 ($\lambda_0 = 2.166 \mu\text{m}$ de largeur $\Delta\lambda = 0.023 \mu\text{m}$). Chaque cube de Achernar contient 20 000 images contre 8000 pour δ Phe. Pour ces observations, la fenêtre du détecteur était de 64×66 pixels avec un temps d'intégration minimal de 7.2 ms. La légère différence entre les deux filtres et le temps d'exposition avec RS Pup n'est pas critique pour notre analyse car je m'intéresse au rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile. De même qu'une fenêtre plus petite diminue le champ de vue, mais je montrerai par la suite que cela n'affecte pas la conclusion.

Le premier stade consiste à pré-traiter les données par les étapes habituelles du traitement d'image. J'ai donc pour chaque image de chaque cube corrigé du biais, du champ plat et des mauvais pixels. Le fond de ciel n'a pas été soustrait car il est négligeable à ces longueurs d'onde. J'ai ensuite utilisé deux méthodes d'analyses, l'une utilisant la méthode du "shift-and-add" présentée en Section 2.3, et l'autre basée sur une étude statistique du bruit de speckles.

2.5.3 Méthode "shift-and-add"

L'étude commence par l'analyse des images de la Céphéide, puis je comparerai les résultats avec ceux de l'étoile Achernar où l'on ne s'attend pas à détecter d'enveloppe.

Dans un premier temps, j'ai sélectionné dans chaque cube 10 % des meilleures images en fonction du pixel le plus brillant. J'ai ensuite re-échantillonné chaque image par un facteur 4 en utilisant une interpolation par des splines cubiques¹ puis recentré en utilisant un ajustement Gaussien. Cela permet d'avoir une précision sur le recentrage de quelques millisecondes d'angle. Chaque cube est ensuite moyenné pour obtenir une image finale. Je présente les résultats de cette méthode sur les Fig. 2.12 et 2.13 pour RS Pup, Achernar et leur étoile de référence respective.

On peut déjà remarquer que les anneaux de diffraction sont beaucoup moins visibles sur les images de la Céphéide que pour l'étoile de référence, caractéristique d'une émission étendue autour de RS Pup (plus faible à $2.18 \mu\text{m}$). Il est également intéressant d'étudier le profil radial de chaque image, j'ai donc divisé chaque image en plusieurs anneaux élémentaires de largeur d'environ 1 pixel dans lesquels j'ai calculé la médiane et un écart-type. L'image $I(x, y)$ devient donc une fonction $I(r)$ où $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Ces profils sont représentés sur la Fig. 2.14 où nous voyons clairement une différence entre les courbes. Achernar et δ Phe ont un profil similaire (courbes grises), cohérent avec une étoile sans émission étendue. Ce n'est pas le cas entre RS Pup et HD 74417, probablement lié à la présence de l'enveloppe.

Cependant des variations de condition atmosphérique pourraient également nous induire en erreur (à cause du halo de l'OA). Pour écarter cette possibilité, examinons plus en détail ces images, et particulièrement les variations d'énergie encerclée.

1. l'intervalle entre chaque point est interpolé par un polynôme d'ordre 3.

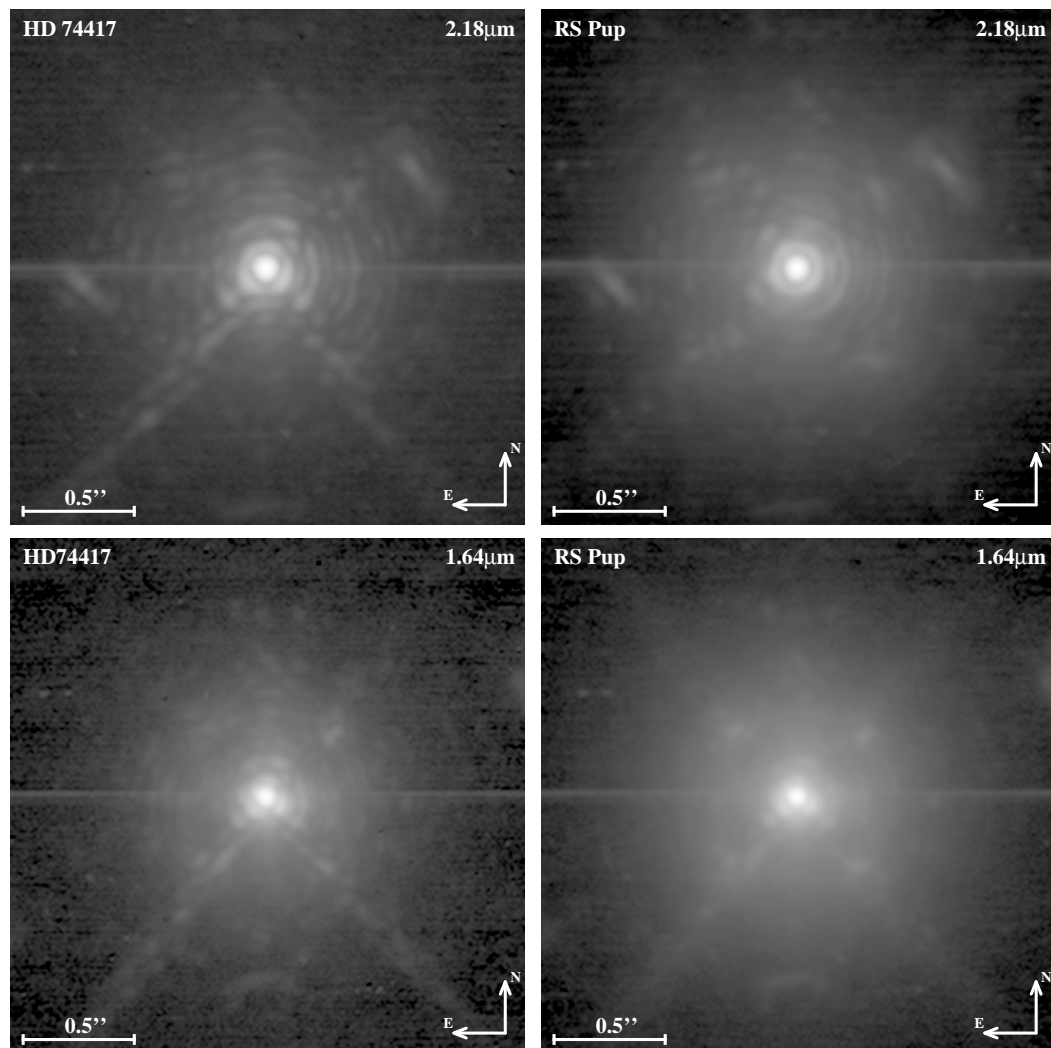


Fig 2.12 – **Images moyennes de RS Pup et HD 74417** : les deux images du haut représentent l'étoile de référence et la Céphéide à $2.18\ \mu\text{m}$. En bas, les mêmes étoiles à $1.64\ \mu\text{m}$. L'échelle de niveaux de gris est logarithmique.

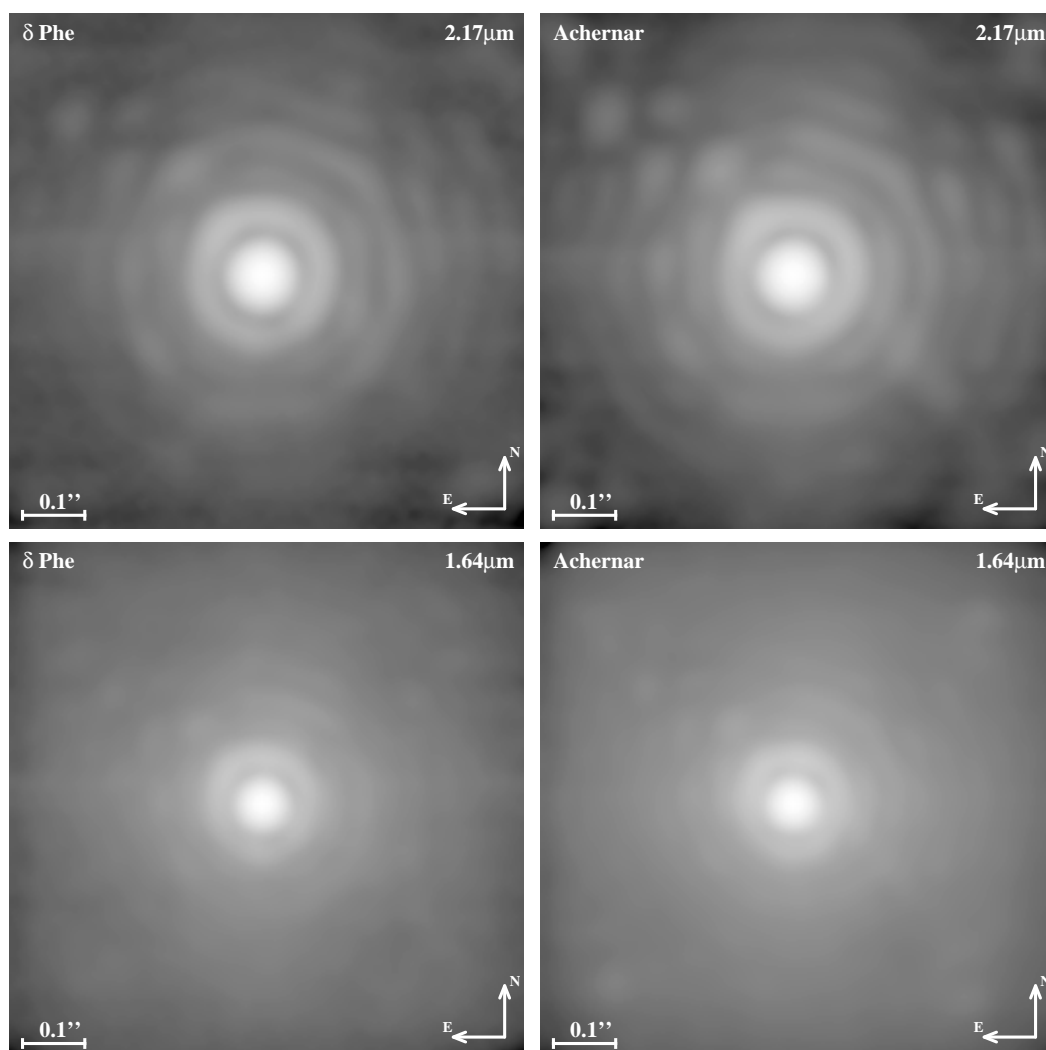


Fig 2.13 – **Images moyennes de Achernar et δ Phe** : les deux images du haut représentent l'étoile de référence et l'étoile Achernar à $2.17\mu\text{m}$. En bas, les mêmes étoiles à $1.64\mu\text{m}$. L'échelle de niveaux de gris est logarithmique.

Ajustement du halo

L'idée ici est d'ajuster la partie extérieure à la partie centrale, c'est à dire le halo causé par les modes non corrigés de l'OA, et de comparer par la suite les variations de taille du halo avec les variations de l'énergie encerclée.

Utilisons une fonction analytique telle que (Roddier 1981) :

$$I_{\text{halo}}(r) = f \frac{0.488}{\rho^2} \left[1 + \frac{11}{6} \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right]^{-\frac{11}{6}} \quad (2.1)$$

où f et ρ sont les paramètres à ajuster. ρ correspond à la largeur à mi-hauteur et est équivalent au seeing pour une image longue pose. f est un paramètre proportionnel au flux.

J'ai ajusté l'équation 2.1 aux profils radiaux sur l'intervalle $r > 0.26''$ pour Achernar dans les deux filtres et RS Pup à $2.18 \mu\text{m}$, et sur l'intervalle $r > 0.20''$ pour RS Pup à $1.64 \mu\text{m}$ (mêmes intervalles respectifs pour leur étoile de référence). Outre ces paramètres, j'ai également évalué l'énergie encerclée normalisée, c'est à dire l'énergie contenue dans le cœur de la FEP (aussi appelé énergie cohérente) divisée par l'énergie totale. Les ajustements sont représentés sur la Fig. 2.15 (courbes grises) et les paramètres sur la Table 2.5. Chaque flux est normalisé par le flux total. Nous constatons que le flux dans le halo est différent entre les images de RS Pup et Achernar. Cela peut être lié à l'émission de l'enveloppe entourant la Céphéide ou à un changement du seeing entre les observations.

Le changement de taille du halo, équivalent à une variation de seeing, peut être évalué par la différence relative des largeurs à mi-hauteur (Table 2.5). Pour Achernar, la variation de seeing $(\rho_{\text{Achernar}} - \rho_{\delta\text{Phe}})/\rho_{\delta\text{Phe}}$, est de l'ordre de 5 % dans les deux filtres. Comme Achernar ne possède pas d'enveloppe, cette différence est donc attribuée à une variation atmosphérique et/ou un éventuel changement de qualité de correction de l'OA. Pour RS Pup, cette variation de seeing est un peu plus importante et est de l'ordre de 10 % dans les deux filtres.

Aux deux longueurs d'onde, le profil radial normalisé de Achernar est quasiment superposé à celui de δ Phe, et c'est ce que l'on doit obtenir pour des étoiles non résolues, sans enveloppe et observées dans les mêmes conditions instrumentales et atmosphériques. Si l'on fait le rapport de leur énergie encerclée, on devrait trouver une valeur proche de 100 %. En utilisant les valeurs de la Table 2.5, je trouve :

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{E_{\text{enc}}(\text{Achernar})}{E_{\text{enc}}(\delta \text{ Phe})} \sim 98 \% \quad \text{à } 2.17 \mu\text{m} \\ \varepsilon &\sim 99 \% \quad \text{à } 1.64 \mu\text{m} \end{aligned}$$

Comme attendu, les énergies encerclées sont similaires, pas d'émission supplémentaire autour de Achernar n'est détectée, signe que cette étoile ne présente pas d'enveloppe circum-stellaire. Nous pouvons estimer une incertitude sur la variable ε en étudiant ses variations dans les cubes de données. En mesurant E_{enc} sur chaque image des cubes (les cubes comprenant seulement 10% des meilleures images), j'ai examiné la distribution de l'énergie encerclée et j'ai montré que l'on pouvait faire l'approximation d'une distribution Gaussienne. Deux exemples de distribution sont représentées sur la Fig. 2.16. On remarque clairement que cette approximation (les courbes noires et en gras) est assez bonne. De plus les énergies encerclées des deux étoiles ne sont pas corrélées, l'erreur relative a donc l'expression mathématique :

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} = \sqrt{\left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{E_{\text{enc}}} \right]_{\text{Achernar}}^2 + \left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{E_{\text{enc}}} \right]_{\delta \text{ Phe}}^2} \quad (2.2)$$

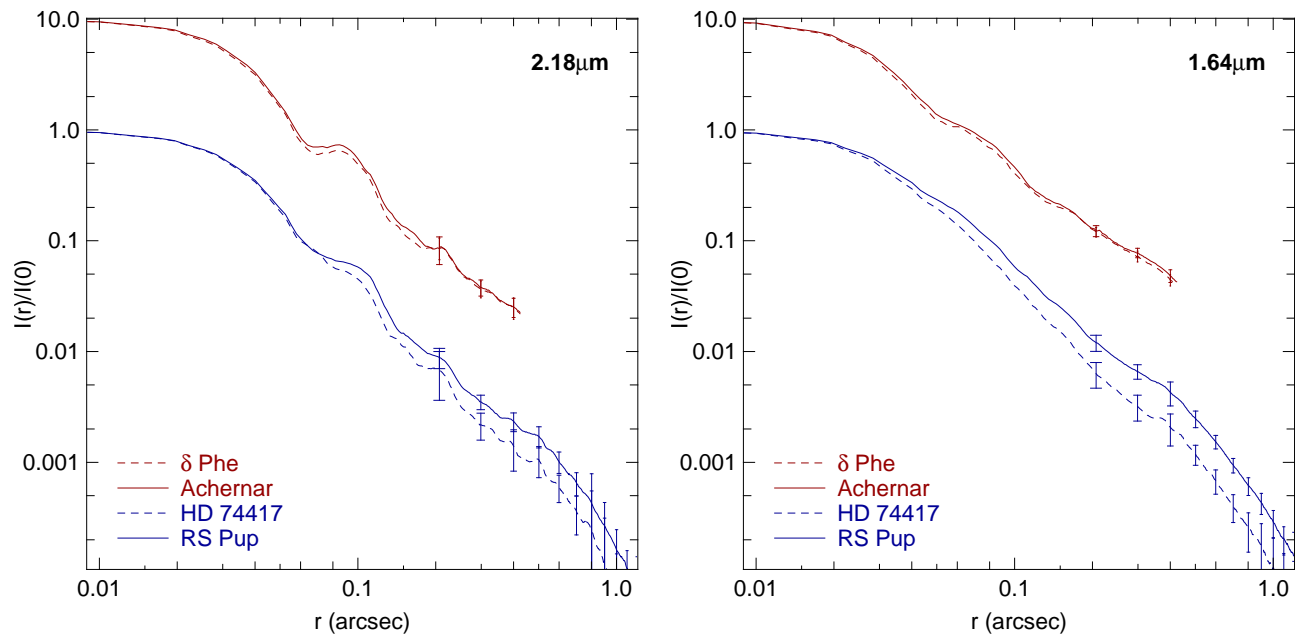


Fig 2.14 – **Profils radiaux** : Achernar et δ Phe sont normalisés à 10 pour la clarté. Les barres d'erreur correspondent à l'écart-type à l'intérieur de chaque anneau et seulement quelques unes sont représentées pour ne pas surcharger le graphe. L'échelle est logarithmique.

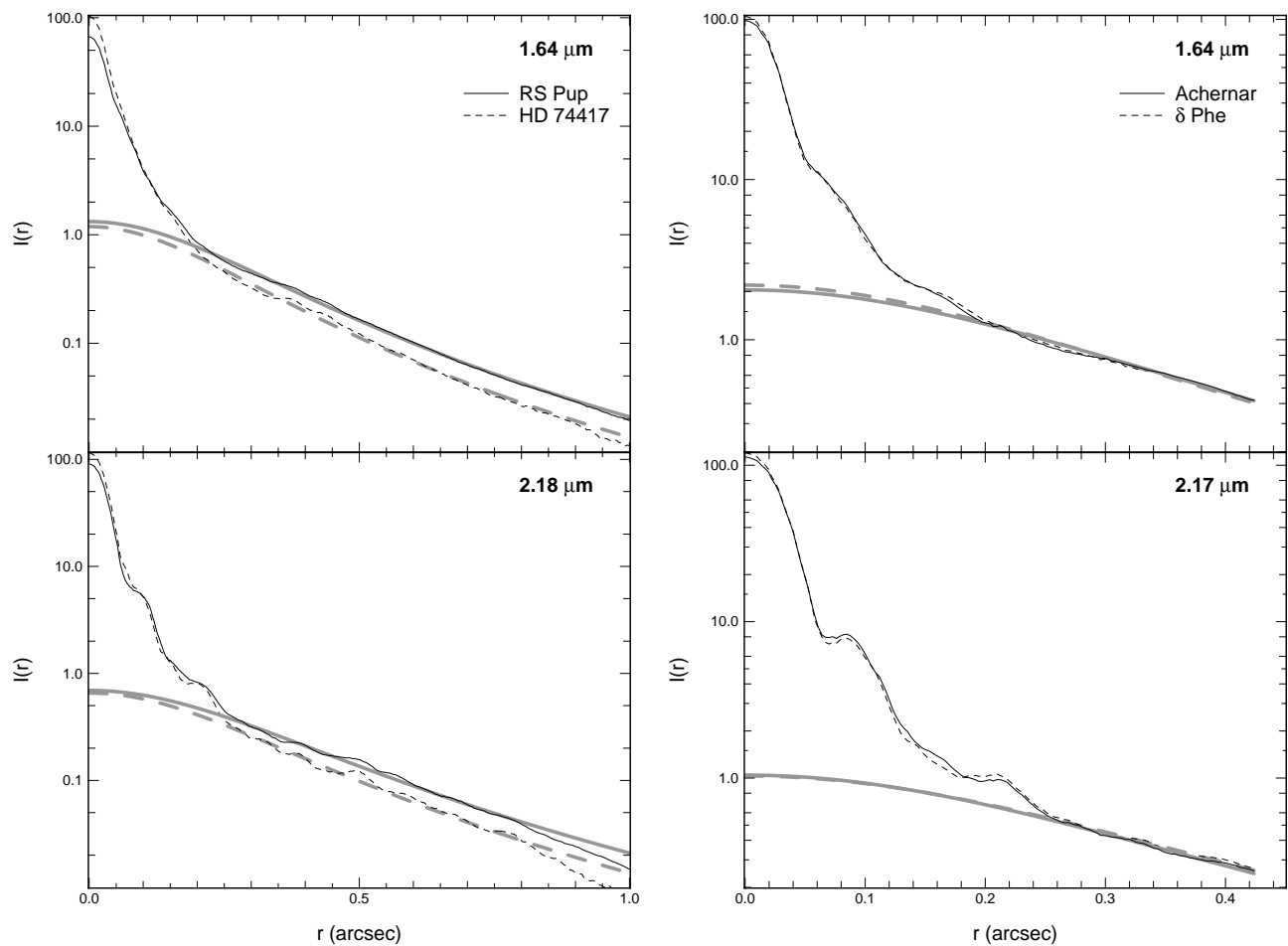


Fig 2.15 – **Ajustement du halo** : les flux sont normalisés au flux total. Les ajustements sont tracés en gris et nos profils radiaux en noir. Les courbes en pointillé représentent les étoiles de référence. L'échelle est logarithmique en ordonnée.

Filtre	Nom	ρ (")	f	E_{enc}
NB_1.64	RS Pup	0.46 ± 0.01	0.58 ± 0.01	0.327
	HD 74417	0.43 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.452
	Achernar	0.49 ± 0.01	1.00 ± 0.01	0.374
	δ Phe	0.46 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.376
IB_2.18	RS Pup	0.56 ± 0.01	0.45 ± 0.01	0.417
	HD 74417	0.50 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.517
NB_2.17	Achernar	0.52 ± 0.01	0.59 ± 0.01	0.495
	δ Phe	0.54 ± 0.01	0.61 ± 0.01	0.505

TABLE 2.5 – **Résultats de l’ajustement du halo** : E_{enc} représente le flux cohérent normalisé au flux total. La fonction analytique I_{halo} n’est pas normalisée à f , c’est à dire $\int I_{\text{halo}} r dr \neq f$.

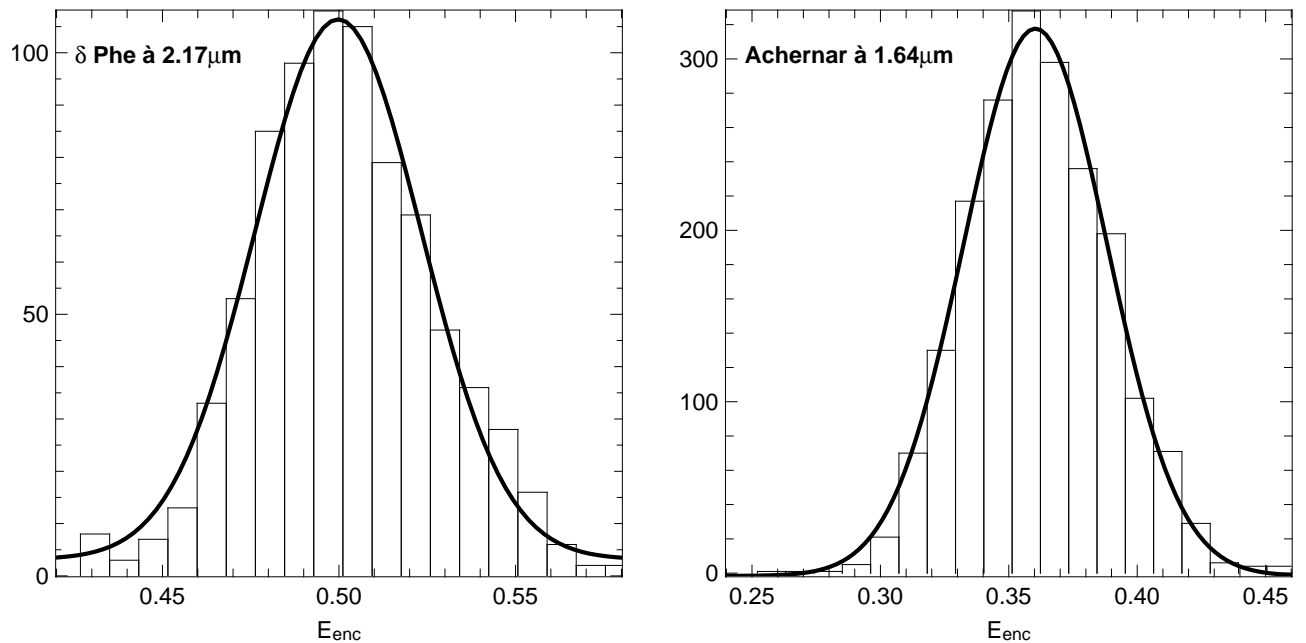


Fig 2.16 – **Distribution de l’énergie encerclée** : histogramme des valeurs de l’énergie encerclée pour δ Phe à 2.17 μ m et Achernar à 1.64 μ m. La distribution est très proche d’une Gaussienne comme le montre la courbe ajustée en noir.

Pour Achernar je trouve une erreur relative sur le rapport d'énergie encerclée de l'ordre de 15 % à $2.17 \mu\text{m}$ et 11 % à $1.64 \mu\text{m}$.

En appliquant le même procédé pour RS Pup, je trouve :

$$\varepsilon \sim 80 \pm 7 \% \quad \text{à } 2.18 \mu\text{m}$$

$$\varepsilon \sim 72 \pm 9 \% \quad \text{à } 1.64 \mu\text{m}$$

La diminution du rapport d'énergie encerclée est plus importante que celle estimée pour les données Achernar, favorisant l'hypothèse de l'émission de l'enveloppe autour de la Céphéide. De plus cette diminution est plus grande que la variation de seeing mesurée. La chute d'énergie encerclée est $\sim 20 \%$ à $2.18 \mu\text{m}$ et $\sim 28 \%$ à $1.64 \mu\text{m}$, alors que la variation de seeing est $\sim 10 \%$. Je considère donc que cette diminution du paramètre ε pour RS Pup est causée par l'émission de l'enveloppe.

Rapport de flux

Le but maintenant est d'évaluer le rapport de flux entre l'enveloppe et la photosphère de la Céphéide aux deux longueurs d'onde. Pour cela j'utilise le fait que le rapport d'énergie encerclée théorique doit être 100 % (comme expliqué précédemment) et qu'une émission supplémentaire au flux de l'étoile aura pour effet de diminuer ce rapport.

L'énergie encerclée peut s'écrire :

$$E_{\text{enc}}(\text{RS Pup}) = \frac{F_{\text{coh}} + \alpha F_{\text{env}}}{F + F_{\text{env}}}$$

où F correspond au flux de l'étoile, F_{env} au flux de l'enveloppe, F_{coh} au flux cohérent dans le cœur de la FEP et α la fraction du flux de l'enveloppe contenue dans le cœur. Je suppose que l'enveloppe est beaucoup plus grande que le cœur de la FEP, on a alors $\alpha \ll 1$, et l'équation précédente devient :

$$E_{\text{enc}}(\text{RS Pup}) \approx \frac{F_{\text{coh}}/F}{1 + F_{\text{env}}/F}$$

Cette équation peut être étalonnée avec l'étoile de référence (en supposant que l'énergie encerclée est stable sur NACO pendant nos observations) :

$$E_{\text{enc}}(\text{HD74417}) = \frac{F_{\text{coh}}}{F}$$

En faisant le rapport de ces deux équations, nous trouvons le rapport entre le flux de l'enveloppe F_{env} et celui de la Céphéides F_{\star} en fonction du rapport d'énergie encerclée ε :

$$\beta = \frac{F_{\text{env}}}{F_{\star}} = \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}$$

En utilisant l'équation 2.2, l'incertitude sur le rapport de flux est donnée par :

$$\sigma(\beta) = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} = \frac{E_{\text{enc}}(\text{HD74417})}{E_{\text{enc}}(\text{RS Pup})} \sqrt{\left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{E_{\text{enc}}} \right]_{\text{RS Pup}}^2 + \left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{E_{\text{enc}}} \right]_{\text{HD74417}}^2}$$

En utilisant les valeurs calculées précédemment, j'ai trouvé que la contribution de l'enveloppe (relative à la photosphère de la Céphéide) est de $38 \pm 17 \%$ à $1.64 \mu\text{m}$ et $24 \pm 11 \%$ à

2.18 μm . On voit que la fraction de flux émanant de l'enveloppe n'est pas négligeable à ces longueurs d'onde.

Passons maintenant à la géométrie de cette enveloppe. Dans la section suivante, j'examine la morphologie de ce matériel circumstellaire via l'analyse des différents bruits présents dans les images.

2.5.4 Étude statistique du bruit de speckles

Je présente ici une étude qualitative sur la morphologie de l'enveloppe basée sur les propriétés statistiques du bruit. Je commence par examiner les différents bruits avant d'introduire une propriété intéressante du bruit de speckle.

Méthode d'analyse

L'idée générale est de retrouver le flux de l'enveloppe dans les images courtes poses (c'est à dire les images des cubes). Dans le cas d'une étoile non résolue possédant une enveloppe, le flux inter-speckle sera non nul. C'est cette idée que je vais exploiter dans le reste de cette section.

Le bruit de speckle a été étudié par différents auteurs (Racine et al. 1999; Canales & Cagigal 1999; Fitzgerald & Graham 2006), et nous savons aujourd'hui que c'est une source de bruit non négligeable. Pour une étoile brillante corrigée par OA, Racine et al. (1999) a même montré que le bruit de speckle domine les autres bruits dans le halo formé par les modes non corrigés d'une OA. L'objectif est de procéder à une analyse similaire grâce à nos cubes de données.

Reprenons les cubes de données comprenant 100 % des images, non moyennés, mais corrigés du biais, du champ plat et des mauvais pixels. Pour le moment développons le raisonnement avec un seul cube de données et à une seule dimension (le passage 2D à 1D se fait en calculant comme précédemment la médiane dans des anneaux élémentaires). La variance totale dans le cube est donnée par :

$$\sigma^2(r) = \sigma_s^2(r) + \sigma_{\text{ph}}^2(r) + \sigma_{\text{lec}}^2 + \sigma_{\text{strehl}}^2(r), \quad (2.3)$$

où σ_s^2 représente la variance du bruit de speckle, σ_{ph}^2 la variance du bruit de photon, σ_{lec}^2 la variance du bruit de lecture et σ_{strehl}^2 la variance du bruit causé par les variations de Strehl (variations de l'énergie dans le cœur). Le bruit de photon du ciel a été omis car à ces longueurs d'onde il est négligeable. Dans la suite de cette section, j'omettrai également le terme lié aux variations de Strehl, car je m'intéresse particulièrement à la partie liée au halo et que ce type de variations se produit uniquement dans le cœur de la FEP.

Certains des paramètres de l'équation 2.3 peuvent être estimés en calculant la moyenne du cube. Par cette opération, le bruit dominant sur l'image moyenne est le bruit de photon. En utilisant les propriétés poissonniennes de ce bruit et en notant $I(r)$ le profil d'intensité, on obtient :

$$\sigma_{\text{ph}}^2(r) = \gamma \frac{I(r)}{N},$$

où N représente le nombre d'images dans le cube et γ le gain du détecteur, afin de convertir les différents bruits en unité d'électron ($\gamma = 11 \text{ e}^-/\text{ADU}$, d'après la documentation du détecteur). Le bruit de lecture quant à lui est estimé à partir de la variance du cube, par ajustement de la partie extérieure. Je présente un exemple sur la Fig. 2.17 pour un seul cube de l'étoile

HD 74417, où j'expose la variance mesurée dans le cube non moyenné ($\sigma^2(r)$, cercles rouges), dans le cube moyenné (σ_{ph}^2 , croix bleues) ainsi que l'ajustement du bruit de lecture (σ_{lec}^2 , tirets noirs).

Une fois tous ces bruits mesurés, le bruit de speckle peut être estimé en utilisant l'équation 2.3 :

$$\sigma_s^2(r) = \sigma^2(r) - \sigma_{\text{ph}}^2(r) - \sigma_{\text{lec}}^2$$

Sur le graphique du bas de la Fig. 2.17, j'ai représenté l'importance relative des différentes sources de bruit. On constate que le bruit de speckle domine le bruit de photon. Plus précisément, je peux définir deux régions :

- $\sigma(r) \simeq \sigma_s(r)$ pour $r \lesssim r_1$, dans cette région, le bruit de speckle domine les autres bruits ($\sigma_s > 3 \sigma_{\text{lec}}$)
- $\sigma(r) \simeq \sqrt{\sigma_s^2(r) + \sigma_{\text{lec}}^2}$ pour $r \gtrsim r_1$

avec $r_1 \simeq 0.22''$ à $1.64 \mu\text{m}$ et $r_1 \simeq 0.24''$ à $2.18 \mu\text{m}$. On remarque que ces rayons limites ont le même ordre de grandeur dans les deux filtres.

En fait il y a probablement une autre région dans l'intervalle $r < r_1$, liée aux variations de Strehl affectant principalement le cœur de la FEP. Toutefois je m'intéresse au halo de la FEP, et particulièrement à l'espace inter-speckle et c'est la raison pour laquelle j'ai négligé ce terme de variations auparavant. Comme nous le verrons par la suite, la région d'intérêt correspond à $r \gtrsim r_1$.

J'introduis maintenant une propriété de la variance du bruit de speckle. J'utilise une formulation de la variance déjà introduite par Racine et al. (1999) mais sous une forme plus générale.

Fonction invariante

Racine et al. (1999) ont fourni une expression intéressante du bruit de speckle, stipulant que sa variance est proportionnelle au carré du flux. Cette propriété implique donc que le rapport F/σ est un invariant. Je reprend l'équation 10 de Racine et al. (1999) d'une manière plus générale telle que :

$$\sigma_s = g(r, \lambda, \Delta t, S, \dots) F_\star(\lambda),$$

où la fonction g est une fonction dépendante de la longueur d'onde λ , du temps d'intégration Δt , du rapport de Strehl S et de paramètres atmosphériques.

Commençons par vérifier cette propriété à partir de nos données. Pour chaque étoile, j'estime dans chaque cube et pour chaque pixel la variance (temporelle) que je divise par le flux total moyen. Le résultat est une fonction g en deux dimensions pour chaque cube. Je moyenne ensuite chaque fonction et calcule un profil radial pour chaque étoile (via une moyenne en anneau). Cette fonction est présentée sur la Fig. 2.18 pour la Céphéide et HD 74417. J'ai pris soin de retirer à RS Pup la contribution de l'enveloppe en utilisant les valeurs calculées dans la Section 2.5.3. À part dans le cœur, il n'y a pas de différences significatives entre les deux étoiles. Le cœur est le siège des variations de Strehl omises précédemment et que l'on retrouve ici. On peut avoir un ordre de grandeur de ces variations en utilisant, comme précédemment, l'énergie encerclée comme estimateur du rapport de Strehl. Contrairement à la section précédente, je calcule une erreur relative ($\sigma(E_{\text{enc}})/E_{\text{enc}}$) sur 100 % des images des cubes. Je trouve une erreur relative à $2.18 \mu\text{m}$ de $\sim 15\%$ pour RS Pup et $\sim 8\%$ pour HD 74417, et respectivement de $\sim 17\%$ et $\sim 9\%$ à $1.64 \mu\text{m}$.

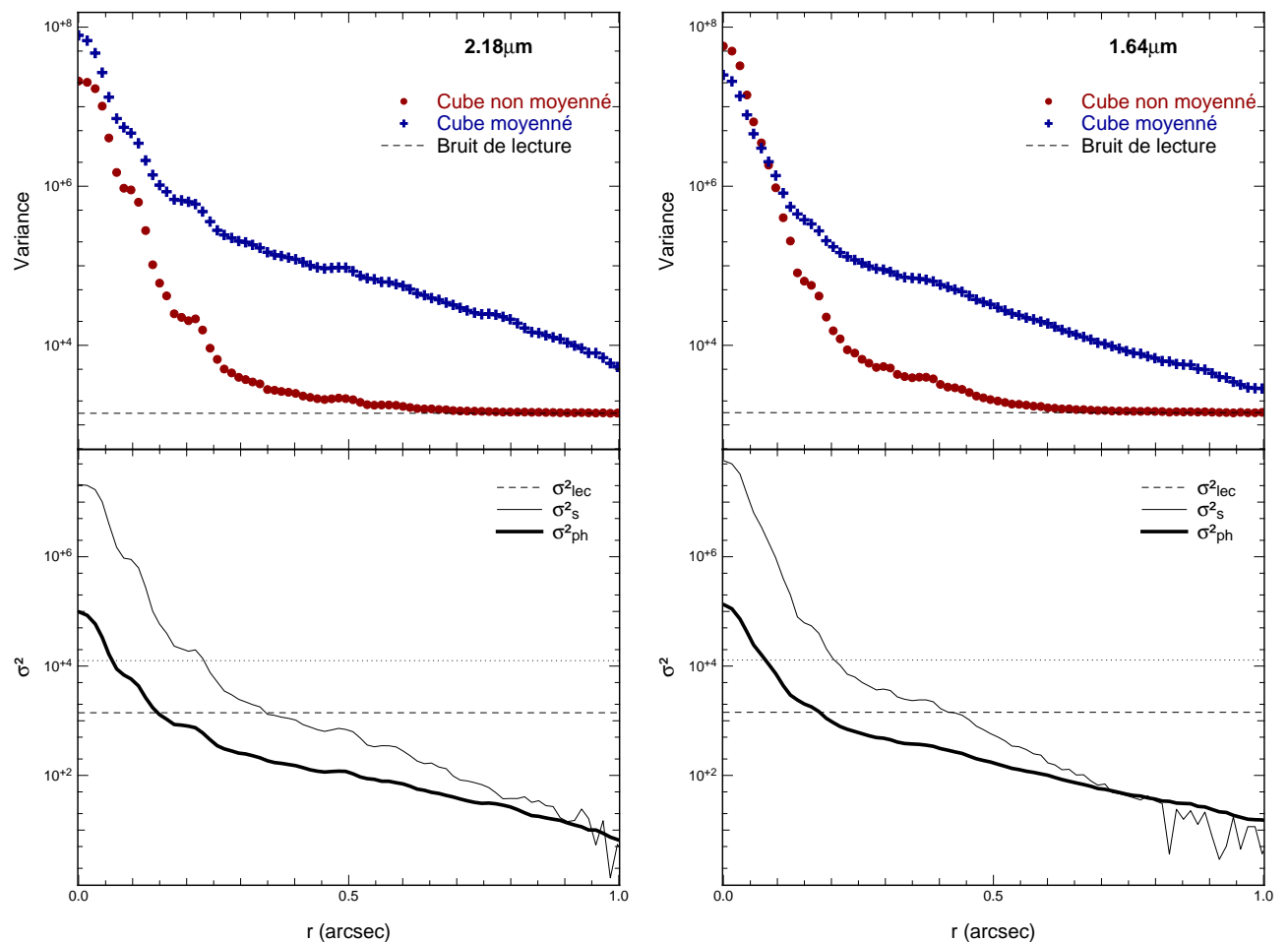


Fig 2.17 – **Variance des différentes sources de bruit** : sur les graphiques du haut sont représentés la variance mesurée dans le cube (cercles rouges), la variance du cube moyenné (croix bleues) et le bruit de lecture (tirets noirs). Ces valeurs ont été obtenues pour un cube de l'étoile de référence HD 74417 dans chaque filtre. Sur les graphiques du bas sont représentés la contribution des différents bruits. La courbe en pointillé dénote la limite à 3σ du bruit de lecture.

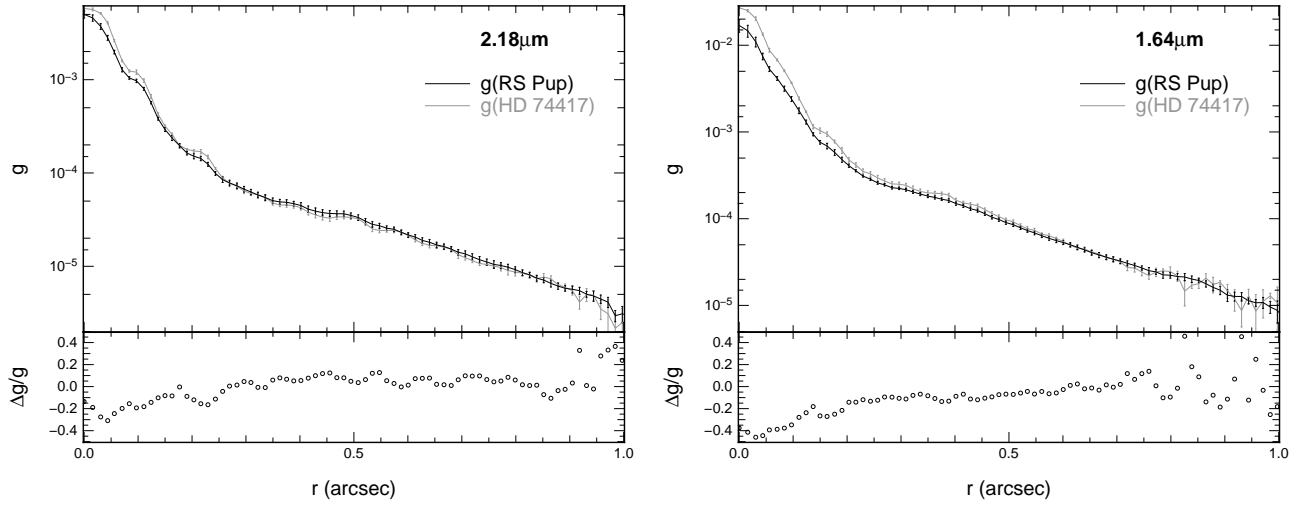


Fig 2.18 – **Fonction invariante** : fonction g moyenne pour chaque étoile et pour chaque filtre. Les barres d'erreurs correspondent à l'écart-type estimé dans chaque anneau utilisé lors du profil radial.

L'invariance totale, c'est à dire pour tout r , de la fonction g dépend donc des variations de Strehl. Cependant, comme déjà mentionné plusieurs fois précédemment, ces variations ont lieu dans le cœur de la FEP et peuvent être négligées si on s'éloigne de la partie centrale. C'est là qu'interviennent les deux régions définies précédemment. En se plaçant dans la région $r > r_1$, on est assez loin du cœur pour ne pas être sensible à ces variations. Dans cette intervalle, l'invariance de la fonction g est vérifiée, avec une différence relative moyenne entre les deux étoiles de 5 % à $2.18 \mu\text{m}$ et 8 % à $1.64 \mu\text{m}$.

Introduisons maintenant le paramètre $\Gamma(x, y)$, fonction du flux et de l'écart-type dans un cube, tel que :

$$\Gamma(x, y) = \frac{F_{\star}(x, y)}{\sigma(x, y)}$$

En notant l'indice "cep" et "ref" respectivement pour la Céphéide et HD 74417 et en supprimant la notation (x, y) pour la clarté, on obtient :

$$\Gamma_{\text{cep}} = \frac{F_{\text{cep}} + F_{\text{env}}}{\sigma_{\text{cep}}} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\text{ref}} = \frac{F_{\text{ref}}}{\sigma_{\text{ref}}}$$

où F_{cep} et F_{ref} représentent les flux photosphériques respectifs et F_{env} le flux de l'enveloppe autour de la Céphéide. Pour $r > r_1$ et en définissant $F_{\text{ref}} = \alpha F_{\text{cep}} = \alpha F_{\star}$, on a :

$$\Gamma_{\text{cep}} = \frac{F_{\star} + F_{\text{env}}}{\sqrt{g_{\star}^2 F_{\star}^2 + \sigma_{\text{lec}}^2}} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\text{ref}} = \frac{\alpha F_{\star}}{\sqrt{g_{\star}^2 \alpha^2 F_{\star}^2 + \sigma_{\text{lec}}^2}}$$

L'idée maintenant est de soustraire ces deux paramètres :

$$\xi = \Gamma_{\text{cep}} - \Gamma_{\text{ref}} = \frac{F_{\star} + F_{\text{env}}}{\sqrt{g_{\star}^2 F_{\star}^2 + \sigma_{\text{lec}}^2}} - \frac{\alpha F_{\star}}{\sqrt{g_{\star}^2 \alpha^2 F_{\star}^2 + \sigma_{\text{lec}}^2}}$$

Le bruit de lecture peut aisément être estimé, comme je l'ai montré précédemment, et peut donc être soustrait à la variance. On obtient au final un paramètre directement proportionnel

au flux de l'enveloppe :

$$\xi = \frac{F_{\text{env}}}{g_{\star} F_{\star}} \quad (2.4)$$

Cette fonction ξ doit donc être nulle s'il n'y a pas d'enveloppe. De plus, comme le dénominateur est un paramètre radial, toute asymétrie de ξ sera liée à une asymétrie de l'enveloppe. Je discuterai de ce point un peu plus loin.

Combinons maintenant toutes les données afin d'obtenir une fonction moyenne. Le procédé général d'estimation de ξ pour chaque cube est le suivant : calcul de la variance totale du cube pour chaque pixel, ajustement du bruit de lecture, soustraction du bruit de lecture à la variance, moyenne du cube pour obtenir le flux et effectuer le rapport du flux sur la racine carrée de la variance. J'obtiens ainsi un paramètre Γ pour chaque cube de chaque étoile. Pour l'étoile de référence, j'effectue une moyenne :

$$\overline{\Gamma_{\text{cal}}(x, y)} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Gamma_{\text{cal}}(x, y)_i$$

où $m = 4$. J'estime ensuite une fonction ξ moyenne telle que :

$$\overline{\xi(x, y)} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n [\Gamma_{\text{sci}}(x, y)_j - \overline{\Gamma_{\text{cal}}(x, y)}]$$

où $n = 10$. J'obtiens ainsi une image moyenne proportionnelle au flux de l'enveloppe. Je présente ces images sur la Fig. 2.19.

Pour se convaincre qu'il s'agit bien de l'enveloppe, nous pouvons utiliser l'étoile de référence comme test. Si je calcule le paramètre ξ en utilisant seulement deux cubes de HD 74417, je devrais trouver $\xi \sim 0$, excepté peut être au centre où les variations de Strehl dominent. Le résultat est exposé sur la Fig. 2.20 pour les deux filtres. On voit clairement, malgré quelques résidus, la différence avec les images RS Pup. Les cercles blancs correspondent aux mêmes rayons limites définis précédemment. Ce test renforce le résultat antérieur en ce qui concerne la détection de l'enveloppe autour de la Céphéide par cette méthode.

Morphologie de l'enveloppe

On s'attend à ce que l'équation 2.4 soit nulle s'il n'y pas d'enveloppe. La Fig. 2.19 montre clairement une image positive, indicative d'une détection d'enveloppe. La partie centrale $r < r_1$ représente la région où la fonction g précédemment définie n'est pas invariante à cause des variations de Strehl. Ces variations sont difficiles à estimer avec précision et par conséquent la région proche de l'étoile ne fournit pas d'information fiable sur l'enveloppe. En revanche la région $r > r_1$ est tout à fait fiable et révèle la présence d'une enveloppe.

Cette méthode est utile pour étudier la morphologie de l'enveloppe, en particulier pour vérifier s'il y a une symétrie centrale. La Fig. 2.19 semble indiquer une distribution d'intensité uniforme, qui serait compatible avec une enveloppe sphérique ou un disque vu de face (c'est à dire avec un angle d'inclinaison $i \sim 90^\circ$).

Pour estimer un niveau de symétrie, j'utilise une image résiduelle que j'obtiens en faisant la soustraction de l'image de la Fig. 2.19 par elle-même tournée de 90° . Le résultat de cette différence est présenté sur la Fig. 2.21. Dans l'image initiale, je calcule la valeur moyenne à l'intérieur d'une couronne de rayon $r_1 < r < r_2$ où r_1 est le rayon limite défini précédemment ($0.22''$ à $1.64 \mu\text{m}$ et $0.24''$ à $2.18 \mu\text{m}$) et $r_2 = 1.10''$ à $1.64 \mu\text{m}$ et $r_2 = 0.92''$ à $2.18 \mu\text{m}$. Ces rayons

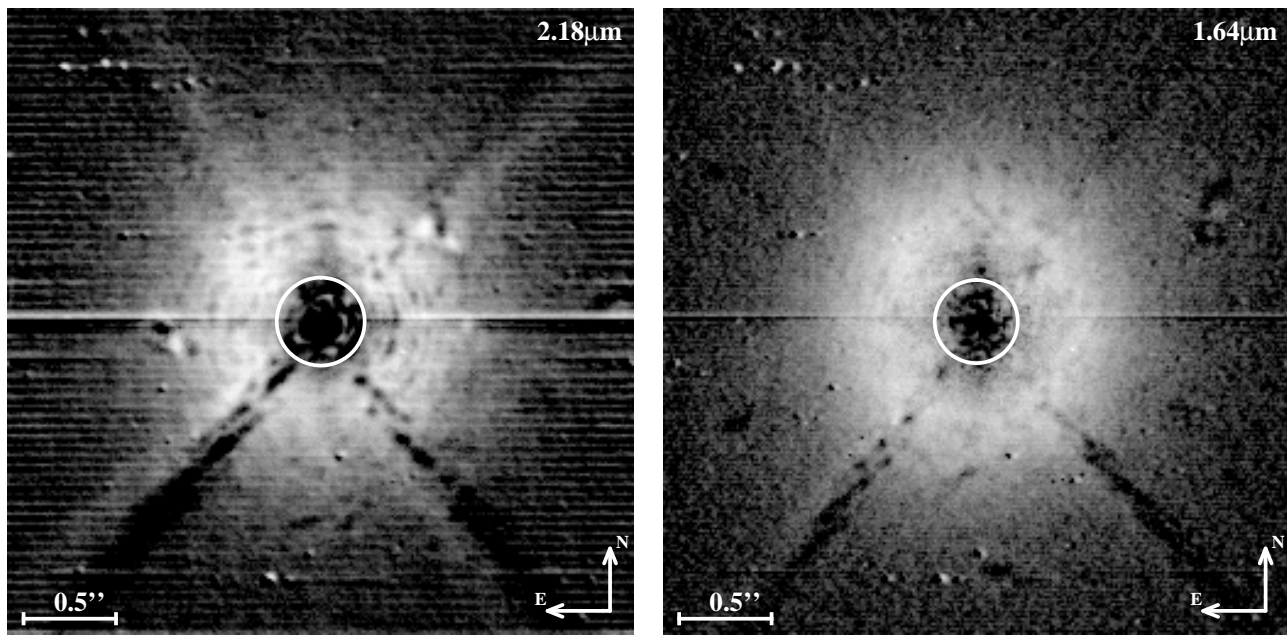


Fig 2.19 – **Paramètre ξ** : image proportionnelle au flux de l'enveloppe dans les deux filtres (Équ. 2.4). Le cercle blanc représente la limite $r = r_1$. L'échelle d'intensité est logarithmique.

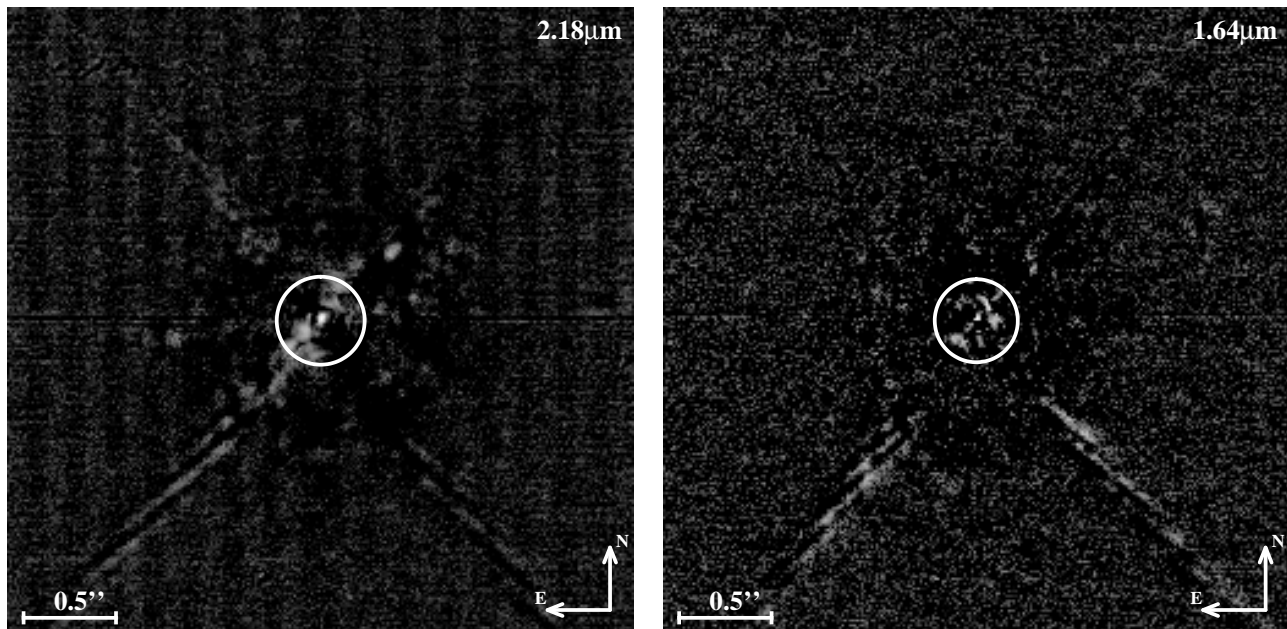


Fig 2.20 – **Test du paramètre ξ** : test de l'équation 2.4 pour deux cubes de l'étoile de référence. Le cercle blanc représente la limite $r = r_1$ définie précédemment. L'échelle d'intensité est logarithmique.

sont représentés par des cercles blancs sur la Fig. 2.21. Ensuite je calcule une valeur moyenne sur une portion de l'image résiduelle (représentée par un rectangle blanc sur chaque image de la Fig. 2.21). Je considère le rapport de ces deux valeurs moyennes comme une estimation du niveau de symétrie (en terme de variation de flux). Je ne détecte pas d'asymétrie (ou variation) plus grande que 7 % à $1.64\ \mu\text{m}$ et 6 % à $2.18\ \mu\text{m}$.

2.5.5 Conclusion de cette étude

L'étude de cette Céphéide avec NACO a permis d'estimer deux paramètres importants. Le premier concerne le rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile, qui rappelons le est une variable à ne pas négliger dans le cas de mesures de distance dans l'infrarouge. J'ai montré que l'enveloppe avait une émission photométrique de $38 \pm 17\%$ à $1.64\ \mu\text{m}$ et de $24 \pm 11\%$ à $2.18\ \mu\text{m}$, relatif au flux photosphérique. J'ai également trouvé une géométrie centro-symétrique dans les deux bandes, indiquant une morphologie de type sphérique ou disque vu de face.

Cela révèle également la présence d'hydrogène dans l'environnement de la Céphéide. En effet, les filtres NB_1.64 et IB_2.18 isolent les transitions électroniques Brackett 12–4 et Brackett 7–4 de l'hydrogène, et l'émission observée correspondrait donc à des raies de recombinaison. Notons également qu'à ces longueurs d'onde, le contraste entre l'étoile et l'enveloppe est diminué à cause de raies d'absorptions de l'hydrogène dans la photosphère de l'étoile, expliquant ainsi l'importante émission relative que l'on mesure. L'émission peut également provenir d'un rayonnement continu de type émission free-free ou encore de la diffusion par les poussières présentes dans l'enveloppe. Toutefois cette contribution doit être de quelques pour cent seulement si l'on se fie à la distribution spectrale d'énergie (Fig. 2.11, Kervella et al. 2009). Par conséquent l'émission observée n'est probablement pas de type continu mais plutôt une émission dans des raies de l'hydrogène.

La méthode originale présentée dans ce chapitre peut être utilisée sur d'autres Céphéides présentant une enveloppe résolue spatialement. Par exemple, Barmby et al. (2011) ont détecté autour de 6 autres Céphéides une probable émission infrarouge résolue, et ce résultat pourrait être confirmé en utilisant ce type d'analyse.

Enfin, il n'est pas pertinent ici de quantifier un biais sur la mesure de diamètre car ces mesures photométriques ont été effectuées dans une bande spectrale étroite, alors que les estimations de diamètre sont généralement en bande large. Avec une bande spectrale plus grande, le rapport de flux sera probablement plus faible car on sera plus sensible à l'émission continu de l'étoile.

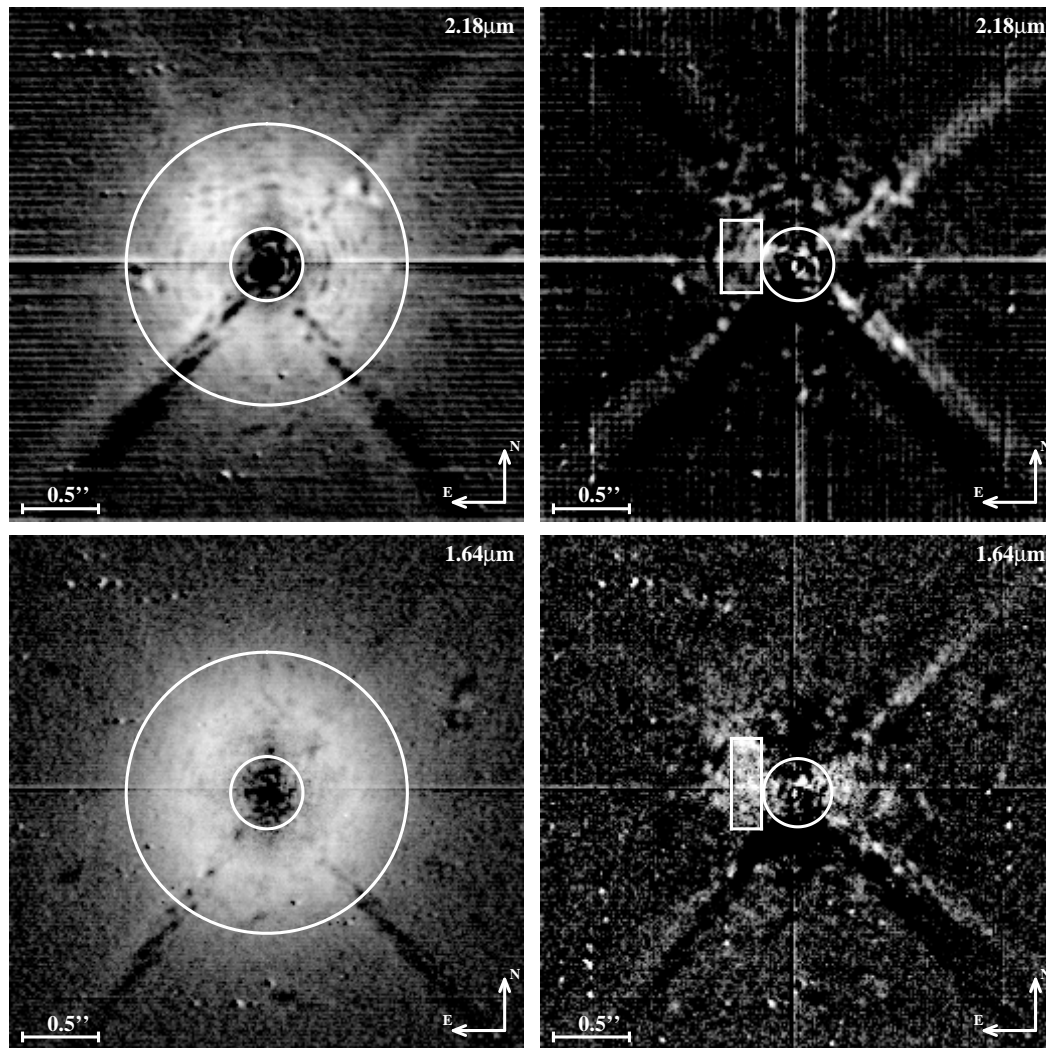


Fig 2.21 – **Symétrie de l’enveloppe** : estimation du niveau de symétrie en faisant la soustraction des images de la Fig. 2.19 par elles-mêmes tournées de 90° . La valeur moyenne dans une portion de l’image résiduelle (images 2 et 4) divisée par la valeur moyenne dans un anneau $r_1 < r < r_2$ de l’image initiale (images 1 et 3) donne le niveau d’asymétrie. L’échelle d’intensité est logarithmique.

Étude d'excès infrarouge par photométrie

Sommaire

3.1	Introduction	53
3.2	Notions de photométrie stellaire	55
3.2.1	Intensité, flux et luminosité	55
3.2.2	Magnitude	57
3.2.3	Extinction interstellaire	57
3.2.4	Extinction atmosphérique	57
3.2.5	Bandes photométriques	58
3.2.6	Photométrie d'ouverture	58
3.2.7	Étalonnage photométrique	60
3.3	Étude d'excès infrarouge	61
3.4	La technique du chopping-nodding	61
3.5	Imagerie de Céphéides avec l'instrument VISIR	65
3.5.1	Description de l'instrument	65
3.5.2	Observations et traitement des données	66
3.5.3	Photométrie	70
3.5.4	Étude de l'évolution atmosphérique	70
3.5.5	Distribution spectrale d'énergie des Céphéides classiques	73
3.5.5.1	FF Aql	77
3.5.5.2	AX Cir	78
3.5.5.3	X Sgr	79
3.5.5.4	η Aql	81
3.5.5.5	W Sgr	81
3.5.5.6	Y Oph	83
3.5.5.7	U Car	83
3.5.5.8	SV Vul	85
3.5.6	Distribution spectrale d'énergie des Céphéides de type II	85
3.5.6.1	R Sct	85
3.5.6.2	AC Her	89
3.5.6.3	κ Pav	90
3.5.7	Technique d'analyse de Fourier	92
3.5.8	Discussion	93

3.1 Introduction

La photométrie est l'une des techniques de l'astronomie les plus anciennes. Elle consiste en la mesure de la quantité de lumière reçue des objets astrophysiques. Cette quantité

est nommée flux. Les toutes premières mesures photométriques remontent à l'Antiquité où l'astronome grec Hipparque effectua un catalogue d'environ 850 étoiles, à l'œil nu. Il définit un système de mesure tel que l'étoile la plus brillante soit de magnitude 1 et la plus faible de magnitude 6. Ce système fut repris ensuite par Ptolémée dans son *Almageste* et servit de base à l'astronomie pour les siècles qui suivirent.

L'avènement d'outils comme le télescope et les caméras CCD ont permis de faire des progrès considérables en terme de mesures photométriques. Nous pouvons maintenant effectuer des mesures de flux dans diverses gammes de longueur d'onde (ou d'énergie) et étudier la distribution spectrale de l'énergie (SED) des objets célestes. Couplée à d'autres paramètres, la mesure de flux fournit des informations sur d'autres grandeurs physiques, tels que sa luminosité (énergie totale), sa température ou sa taille.

Toutefois, mesurer une quantité absolue, c'est à dire intrinsèque à l'objet céleste, est assez délicat car la quantité de photons voyageant de l'objet jusqu'au détecteur est soumise à divers effets venant compromettre sa mesure. Les poussières situées sur la ligne de visée absorbent et diffusent une certaine quantité de photons, réduisant par conséquent le flux mesuré. Ce phénomène, connu sous le nom d'extinction interstellaire, est chromatique, diminue avec la longueur d'onde et décroît avec la distance au plan Galactique. Une loi d'extinction interstellaire est généralement appliquée pour corriger cet effet. Le passage des photons dans l'atmosphère entraîne également diverses difficultés. La première concerne la transparence de l'atmosphère à certaines longueurs d'onde. Il existe des "fenêtres atmosphériques" que les rayonnements d'une certaine énergie peuvent traverser, en dehors, l'atmosphère est opaque. Depuis le sol, on est donc restreint à une partie du spectre électromagnétique. La seconde difficulté est le seeing, qui a pour effet une perte en résolution et une mesure de flux plus difficile pour des objets peu brillants. L'utilisation du lucky-imaging introduit dans le chapitre précédent permet d'améliorer ce problème lié à la turbulence.

À cause de processus atomiques dans l'air, le ciel rayonne dans l'infrarouge et empêche par conséquent la détection d'objets de faible luminosité. La lumière émise par le ciel est donc également une difficulté à la mesure précise du flux à certaines longueurs d'onde. La majeure partie de ce rayonnement peut être supprimée en utilisant la technique du chopping-nodding. Notons également que l'atmosphère est un milieu absorbant et diffusant, causant une perte de photons supplémentaire. La masse d'air traversée doit être minimale pour réduire ces effets.

Lors de ma thèse, j'ai effectué des mesures photométriques pour étudier l'excès IR des Céphéides. Après avoir réduit et analysé les données de l'instrument *VLT/VISIR* aux longueurs d'onde thermiques, j'ai examiné la distribution spectrale d'énergie d'un échantillon de 11 étoiles, où j'ai pu mettre en évidence une émission IR pour certaines d'entre elles. Ce chapitre expose les méthodes et résultats obtenus avec ce jeu de données qui ont été soumis dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

Dans un premier temps j'expose quelques notions de base de photométrie stellaire, des principales grandeurs physiques et des obstacles rencontrés par un photon avant sa détection. Je parlerai ensuite de la technique du chopping-nodding utilisée lors des observations *VISIR* et utile à la soustraction du rayonnement du fond de ciel. J'exposerai ensuite les deux types d'analyses effectuées, l'une basée sur l'étude de la SED, et l'autre sur une technique de Fourier pour la recherche d'une émission spatialement étendue. Enfin, je conclurai l'analyse de ces observations par une discussion des résultats obtenues.

3.2 Notions de photométrie stellaire

3.2.1 Intensité, flux et luminosité

À partir des paramètres définis sur la Fig. 3.1, un rayon de lumière de longueur d'onde λ , transportant l'énergie dE_λ , dans un intervalle spectral $d\lambda$, à travers une surface dA , en un temps dt , dans la direction θ et dans un angle solide $d\Omega$, a pour intensité :

$$I_\lambda = \frac{dE_\lambda}{\cos \alpha dA dt d\lambda d\Omega} \quad (\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}\text{sr}^{-1})$$

Le flux d'énergie monochromatique traversant la surface dA en un temps dt et dans un intervalle spectral $d\lambda$ est défini par :

$$F_\lambda = \frac{dE_\lambda}{dA dt d\lambda} = \int_\Omega I_\lambda \cos \alpha d\Omega \quad (\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1})$$

De plus si la radiation est axisymétrique et en notant $d\Omega = \sin \alpha d\alpha d\phi$:

$$F_\lambda = 2\pi \int_\alpha I_\lambda \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \quad (\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1})$$

La quantité d'énergie monochromatique émise par toute la surface stellaire en un temps dt est donnée par :

$$L_\lambda = 2\pi \int_A \int_\alpha I_\lambda \cos \alpha \sin \alpha d\alpha dA = \int_A F_\lambda dA = 4\pi R_\star^2 F_\lambda$$

où R_\star correspond au rayon de l'étoile. À une distance d de l'étoile, on a la relation $L_\lambda = 4\pi d^2 F_\lambda$. La luminosité bolométrique, c'est à dire intégrée sur tout le spectre, est donc :

$$L = \int_\lambda L_\lambda d\lambda = 2\pi \int_\lambda \int_A \int_\alpha I_\lambda \cos \alpha \sin \alpha d\alpha dA d\lambda = 4\pi R_\star^2 F \quad (\text{W})$$

En astronomie, on fait souvent l'approximation que l'étoile rayonne comme un corps noir, c'est à dire qu'elle est en équilibre thermodynamique. L'intensité spécifique obéit alors à la loi de Planck :

$$I_\lambda = B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$$

Si on suppose que le rayonnement émis vers l'extérieur par l'astre est isotrope, on obtient :

$$F_\lambda = 2\pi B_\lambda(T) \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = \pi B_\lambda(T)$$

En intégrant sur tout le spectre, on trouve la loi de Stefan-Boltzmann $F = \sigma T^4$ et la luminosité intrinsèque $L = 4\pi R^2 \sigma T^4$.

Pour relier le flux sortant de la surface stellaire au flux mesuré sur Terre situé à une distance d , il faut intégrer sur l'angle solide que forme l'étoile. À partir des paramètres définis sur la Fig. 3.2 on obtient à une longueur d'onde donnée :

$$\begin{aligned} df_\lambda &= I_\lambda d\omega = B_\lambda(T) \frac{2\pi r dr}{d^2} = \frac{\theta^2}{4} 2\pi B_\lambda(T) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha \\ \Rightarrow f_\lambda &= \int df_\lambda = \pi \frac{\theta^2}{4} B_\lambda(T) \end{aligned}$$

où $\theta \simeq 2R/d$ représente le diamètre angulaire de l'étoile.

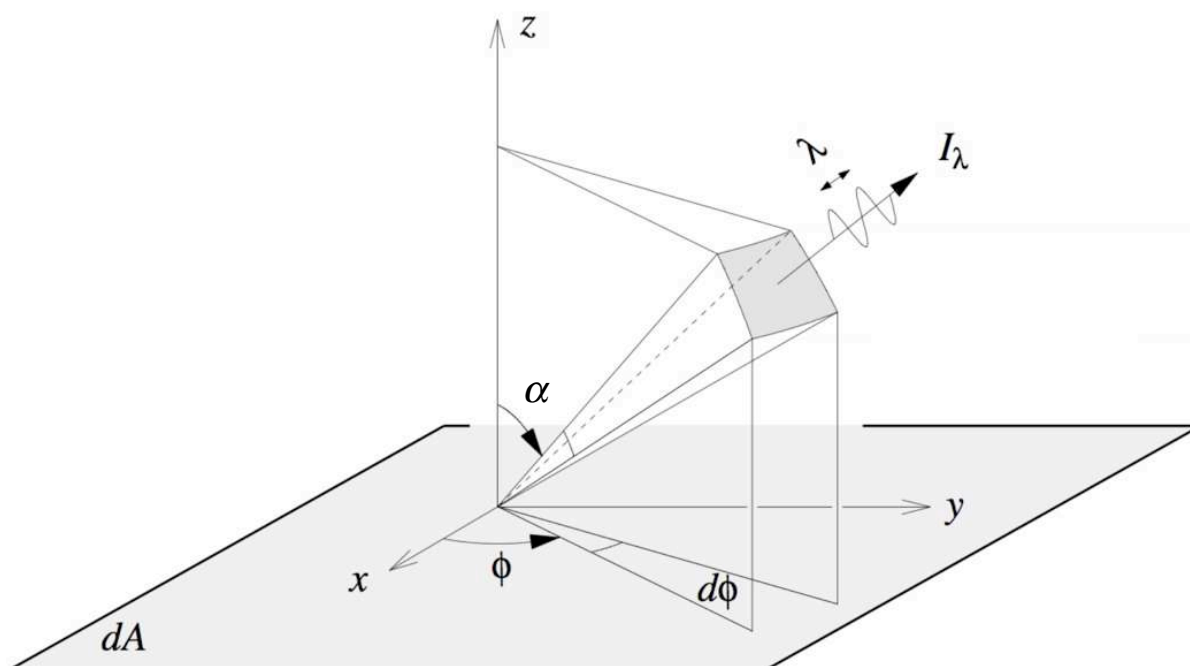


Fig 3.1 – Schéma de définition de l'intensité spécifique à la surface stellaire

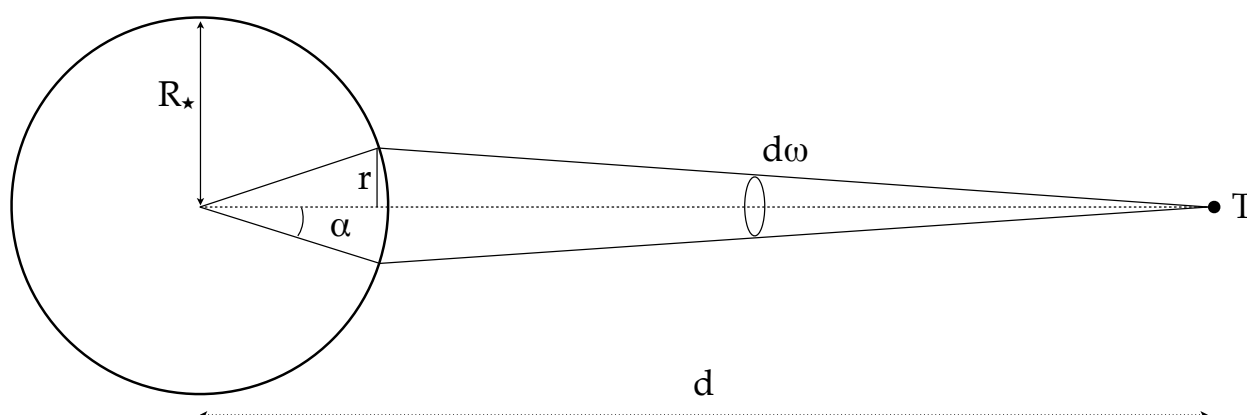


Fig 3.2 – Schéma de définition de l'intensité reçue sur Terre

3.2.2 Magnitude

Pour représenter le flux d'une étoile reçu sur Terre, on a défini la magnitude apparente. Elle est déterminée par rapport à un flux de référence et à une longueur d'onde donnée :

$$m_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{f_\lambda}{f_{0,\lambda}} \right)$$

L'indice de couleur (ou simplement couleur) est défini à partir de la différence de magnitude prises à deux longueurs d'ondes croissantes :

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = -2.5 \log \left(\frac{f_{\lambda_1}}{f_{\lambda_2}} \right)$$

par exemple $B - V = m_B - m_V$. La couleur donne une idée du spectre de l'étoile.

Pour comparer les astres entre eux, on utilise la magnitude absolue. C'est la magnitude apparente qu'aurait un astre si on le plaçait à une distance de 10 parsecs :

$$m_\lambda - M_\lambda = -2.5 \log \left(\frac{d^2}{10^2} \right) = 5 \log d - 5 = \mu$$

où μ est appelé module de distance. En mesurant m_λ et en connaissant d via l'utilisation d'une autre méthode, on peut estimer M_λ .

3.2.3 Extinction interstellaire

Durant le trajet jusqu'à la Terre, les photons émis par une étoile sont soumis à divers processus physiques. L'un d'entre eux concerne l'absorption et la diffusion d'une partie des photons par les gaz et les poussières présents sur leur chemin. Cet effet est chromatique, décroissant avec la longueur d'onde, et plus important si l'étoile est localisée dans le plan Galactique. L'étoile paraît donc moins brillante qu'elle ne l'est réellement, créant ainsi un biais sur la magnitude mesurée qui se propagera sur les autres grandeurs physiques.

Le flux observé F_λ est donc inférieur au flux intrinsèque $F_{0,\lambda}$ et donc $m_\lambda > m_{0,\lambda}$. On définit l'absorption totale telle que :

$$m_{0,\lambda} = m_\lambda - A_\lambda$$

où A_λ représente l'extinction à la longueur d'onde λ . Ce paramètre est généralement relié à un excès de couleur $E(B - V)$ et une loi de rougissement R_λ :

$$A_\lambda = R_\lambda E(B - V) \quad (3.1)$$

où $E(B - V) = (B - V) - (B - V)_0$ est estimé en comparant les spectres mesurés à ceux connus pour chaque type spectral et R_λ est déterminé à partir des observations.

Ces paramètres ont été mesurés par de nombreux auteurs et diffèrent par rapport à la position de l'étoile (Galactique ou extragalactique).

3.2.4 Extinction atmosphérique

Après des milliers de kilomètres à travers l'espace, les photons font leur entrée dans l'atmosphère. Cette dernière introduit des difficultés supplémentaires en ce qui concerne la mesure de flux en absorbant et diffusant également une fraction du flux incident. L'effet

est d'autant plus importante que la couche d'atmosphère traversée est grande. Une étoile située au zénith sera moins affaiblie qu'une étoile identique située à l'horizon. La magnitude observée sera alors :

$$m_\lambda = m_{0,\lambda} + K_\lambda(AM) \quad (3.2)$$

où $K_\lambda(AM)$ dépend de la masse d'air traversée à une longueur d'onde donnée. Cette fonction peut être estimée en observant des étoiles, dont le spectre est connu (étoiles standards), à différentes longueurs d'onde et masses d'air.

Notons également qu'une grande majorité des longueurs d'onde ne franchissent pas l'atmosphère, comme le montre la Fig. 3.3 représentant la transparence de l'atmosphère.

3.2.5 Bandes photométriques

Une fois l'atmosphère traversée, les photons arrivent au télescope qui les oriente vers un instrument de mesure. L'instrument sélectionne généralement certains photons, de même énergie $E_0 = hc/\lambda_0$, grâce à un filtre photométrique. Malheureusement, il n'est pas possible de mesurer un flux monochromatique car les filtres que nous utilisons ont une certaine largeur spectrale $\Delta\lambda$ autour d'une longueur d'onde centrale λ_0 .

Il existe une grande variété de filtres regroupés par bande spectrale et par système photométrique. Les systèmes photométriques sont définis par la largeur de la bande spectrale. Le système le plus familier est le système Johnson $U, B, V, R, I, J, H, K, L, M, N, Q$. Quelques filtres sont présentés dans la Table 3.1. Lors d'une mesure photométrique, il faut tenir compte non seulement de la largeur du filtre, mais également de sa transmission. Un filtre n'est pas une fonction "porte", comme le montre la Fig. 3.4, et chaque filtre a sa propre transmission. Le flux mesuré est donc la somme des flux monochromatiques sur la largeur du filtre, pondérée par la transmission du filtre :

$$f_{\text{obs}}(\lambda) = \frac{\int f(\lambda)T(\lambda)d\lambda}{\int T(\lambda)d\lambda} \quad (3.3)$$

3.2.6 Photométrie d'ouverture

Après la traversée des systèmes optiques et du filtre, les photons atteignent le détecteur CCD et il faut déduire le flux de l'étoile sur l'image. Je ne présente ici que le principe de photométrie d'ouverture car c'est la méthode que j'ai utilisée sur les données *VISIR*. D'autres techniques existent, telles que l'ajustement de FEP, mais je n'en parlerai pas ici. Le processus de photométrie d'ouverture est illustré sur la Fig. 3.5. Deux ouvertures circulaires sont définies dont la première est centrée sur l'étoile et a un rayon assez large pour inclure tout son flux. La deuxième est également centrée sur l'étoile mais est un anneau dont le rayon intérieur est loin de l'étoile pour ainsi estimer le flux du fond de ciel. Ce dernier, convenablement normalisé au nombre de pixel, est ensuite soustrait au flux du disque central pour obtenir le flux stellaire. La formulation mathématique est la suivante, en notant $I(r, \theta)$ le profil d'intensité sur l'image :

$$I(r, \theta) = f_\star \times \text{FEP}(r, \theta) + b$$

où f représente le flux de l'étoile, FEP la fonction réponse impulsionnelle de l'instrument et b est le bruit du fond de ciel. Le bruit b_{mes} que l'on mesure s'effectue sur un anneau de rayons r_{in} et r_{ext} :

$$b_{\text{mes}} = \frac{1}{\mathcal{A}_a} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ext}}} I(r, \theta) r dr d\theta = b + \frac{f_\star}{\mathcal{A}_a} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ext}}} \text{FEP}(r, \theta) r dr d\theta$$

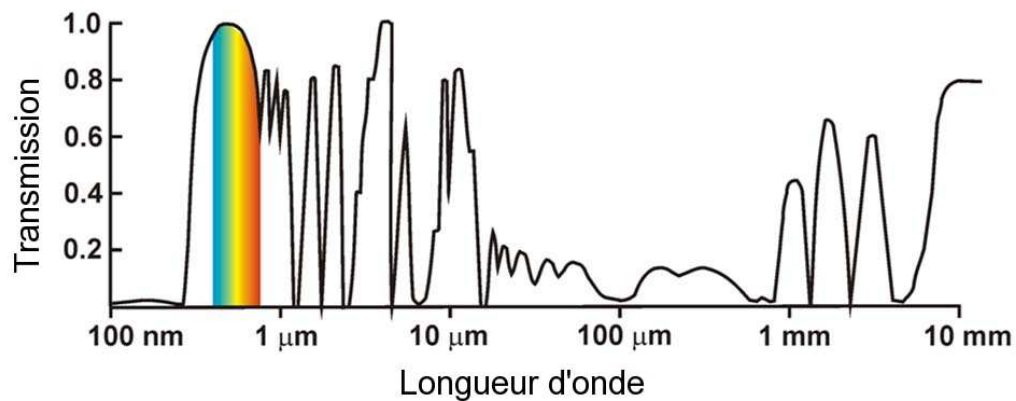


Fig 3.3 – **Transmission atmosphérique** : transparence de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde.

Système	Bande	λ_0 (μm)	$\Delta\lambda$ (μm)	F_0 (Jy)	Ref.
Johnson	<i>U</i>	0.36	0.05	1800	B98
Johnson	<i>B</i>	0.44	0.09	1480	B98
Johnson	<i>V</i>	0.55	0.09	3660	B98
Johnson	<i>R</i>	0.64	0.15	2970	B98
Johnson	<i>I</i>	0.80	0.15	2400	B98
2MASS	<i>J</i>	1.24	0.16	1623	R08
2MASS	<i>H</i>	1.65	0.25	1075	R08
2MASS	<i>Ks</i>	2.17	0.26	676	R08
IRAC 3.6	3.6	3.6	0.76	281	R05
IRAC 4.5	4.5	4.5	0.99	180	R05
IRAC 5.8	5.8	5.8	1.45	115	R05
IRAC 8.0	8.0	8.0	2.16	64	R05

TABLE 3.1 – **Bandes passantes et points zéro de quelques filtres photométriques** : le système de référence est donnée pour le système de magnitude VEGA. Les références sont B98 = Bessell et al. (1998), R08 = Rieke et al. (2008) et R05 = Reach et al. (2005).

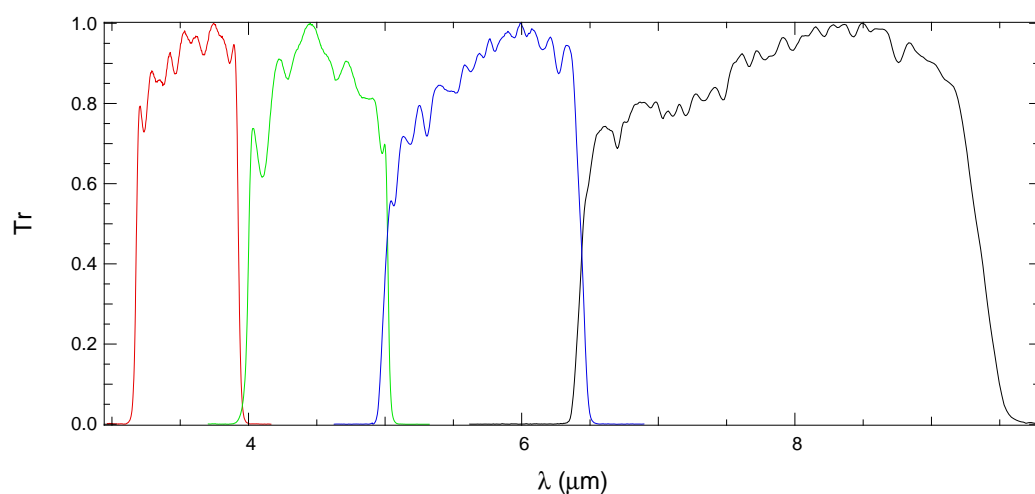


Fig 3.4 – **Transmission des filtres IRAC** : transmission des quatre filtres disponibles de la caméra IRAC de *Spitzer* (Hora et al. 2008).

avec $\mathcal{A}_a = \pi(r_{\text{in}}^2 - r_{\text{ext}}^2)$. Le flux de l'étoile mesuré à l'intérieur d'un disque de rayon r_d est donc :

$$\begin{aligned} f_{\text{mes}} &= \int_0^{2\pi} \int_0^{r_d} (I(r, \theta) - b_{\text{mes}}) r dr d\theta \\ &= f_{\star} \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{r_d} \text{FEP}(r, \theta) r dr d\theta - \int_0^{2\pi} \int_0^{r_d} \left(\frac{1}{\mathcal{A}_a} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ext}}} \text{FEP}(r, \theta) r dr d\theta \right) r dr d\theta \right] \\ &= f_{\star} \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{r_d} \text{FEP}(r, \theta) r dr d\theta - \frac{\mathcal{A}_d}{\mathcal{A}_a} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\text{in}}}^{r_{\text{ext}}} \text{FEP}(r, \theta) r dr d\theta \right] \end{aligned}$$

où $\mathcal{A}_d = \pi r_d^2$. Le terme entre crochets est ce que l'on appelle la correction d'ouverture et ne dépend que de r_d, r_{in} et r_{ext} . Il faut choisir r_d de tel sorte à englober tout le flux stellaire. L'anneau doit être assez éloigné de la source centrale, tout en évitant d'être contaminé par des étoiles environnantes.

3.2.7 Étalonnage photométrique

L'étalonnage photométrique consiste à convertir le flux mesuré en ADU par le détecteur (Analog to Digital Unit, relié au nombre de photons détectés) dans un système plus conventionnel (Jy, $\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$, ...). L'observation d'étoiles standards, c'est à dire d'étoiles dont le flux absolu est très bien connu, permet cet étalonnage. Cela permet également de corriger des effets de l'extinction atmosphérique.

Toutefois, le choix d'une étoile standard doit vérifier certaines propriétés :

- les coordonnées célestes doivent être proches de celles de l'objet d'étude (même masse d'air).
- idéalement, le même $B - V$ que l'objet d'étude.
- ne doit pas être une étoile variable.
- ne doit pas être une étoile binaire.
- le spectre absolu est connu avec une bonne précision.

Un fois l'étoile étalon choisie, il faut l'observer dans les mêmes conditions instrumentales que la source d'intérêt, et immédiatement avant ou après afin d'être dans les mêmes conditions atmosphériques. Lors d'une observation, le flux mesuré sur le détecteur pour l'étoile à étudier est :

$$f_{\text{obs}}(\text{sci}) = H f_{\text{réel}}(\text{sci})$$

où H représente la fonction de transfert, contenant les conditions instrumentales et atmosphériques. De même pour la source de référence, où l'on peut en déduire H puisque le spectre réel est connu :

$$f_{\text{obs}}(\text{ref}) = H f_{\text{réel}}(\text{ref}) \quad \implies \quad H = \frac{f_{\text{obs}}(\text{ref})}{f_{\text{réel}}(\text{ref})} \quad (3.4)$$

Pour avoir le flux absolu de l'étoile d'intérêt, il suffit donc d'étalonner de la façon suivante :

$$f_{\text{réel}}(\text{sci}) = \frac{f_{\text{obs}}(\text{sci})}{f_{\text{obs}}(\text{ref})} f_{\text{réel}}(\text{ref}) \quad (3.5)$$

En mesurant le flux à plusieurs longueurs d'onde, on peut reconstituer la distribution spectrale d'énergie. Cependant ces mesures photométriques sont liées au rayonnement total, c'est à dire au spectre continu de l'étoile (processus thermiques où les photons sont émis

par désexcitations collisionnelles d'atomes ou de molécules chauffées) et au spectre de raies (interaction entre la matière et le rayonnement). Pour obtenir un spectre plus détaillé, il faut avoir recours à la spectroscopie où des raies en absorption et en émission peuvent être détectées. Toutefois, l'étude du rayonnement continu permet, par exemple, de déterminer la classe spectrale des étoiles, d'estimer une température de surface, ou encore de détecter un excès infrarouge.

3.3 Étude d'excès infrarouge

Plaçons nous dans le cadre d'une étoile entourée d'une enveloppe circumstellaire. Lorsque l'enveloppe n'est pas résolue spatialement, on se base généralement sur la distribution spectrale d'énergie pour étudier les environnements stellaires. Le rayonnement émis par l'astre central interagit avec les gaz et les poussières présents dans cet environnement. Cette interaction, fortement dépendante de la longueur d'onde et de la taille des composants circumstellaires, se traduit par un excès ou déficit de flux aux longueurs d'onde infrarouges et au-delà. Je présente sur la Fig. 3.6 l'exemple de l'étoile AC Her qui possède un fort excès IR dans sa SED. Les cercles sont des points de mesures photométriques de divers instruments et la courbe en pointillé représente la loi de corps noir symbolisant la distribution d'intensité de la photosphère de l'étoile. Un excès est clairement visible à partir de $10\ \mu\text{m}$ environ, causé par le rayonnement de la matière située autour de l'étoile.

Si l'enveloppe circumstellaire est optiquement épaisse (forte densité), le rayonnement stellaire est complètement absorbé par les particules. Elles réémettent à leur tour leurs propres radiations à des longueurs d'onde plus longues qui sont immédiatement absorbées par les particules voisines, et ainsi de suite. De ce fait, nous ne détectons que l'émission des particules situées à la surface de l'enveloppe. Si le milieu circumstellaire est optiquement mince (faible densité), une partie du flux photosphérique seulement est absorbée puis réémise, causant une émission ou absorption dans le spectre stellaire caractéristique des particules présentes. Dans ce cas l'émission que nous observons provient de toute l'épaisseur de l'enveloppe. Ces émissions créent un flux infrarouge supplémentaire dans la distribution spectrale d'énergie, détectable sous forme d'excès (comme sur la Fig. 3.6). Via l'utilisation de modèles de transfert de rayonnement, il est possible de remonter à certains paramètres physiques de l'enveloppe circumstellaire tels que sa température, sa morphologie, sa taille ou sa composition.

3.4 La technique du chopping-nodding

Les observations dans l'infrarouge ont donc une place importante dans l'étude des environnements circumstellaires. Malheureusement, si l'on souhaite observer depuis le sol à des longueurs d'onde comprises entre ~ 3 et $25\ \mu\text{m}$, l'émission du ciel (en plus de l'absorption) est un inconvénient majeur. Vient s'ajouter à cela un rayonnement autour de $10\ \mu\text{m}$ lié à l'émission thermique des divers systèmes optiques. Pour *VISIR*, cette émission de fond (ciel+instrument) est de l'ordre de $3700\ \text{Jy/arcsec}^2$ à $10\ \mu\text{m}$ et $8300\ \text{Jy/arcsec}^2$ à $20\ \mu\text{m}$. En reprenant l'exemple de l'étoile AC Her, dont le flux du matériel circumstellaire est de $\sim 10^{-12}\ \text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1} = 33\ \text{Jy}$ à $10\ \mu\text{m}$, et en supposant que tout le flux est concentré sur une surface circulaire de rayon $0.5''$, seulement $33/1860 = 1.8\%$ du flux reçu sera lié à l'objet astrophysique. Il est donc nécessaire de procéder à la soustraction de cette émission de fond si l'on souhaite faire des mesures de flux précises. On utilise pour cela la technique du chopping-nodding.

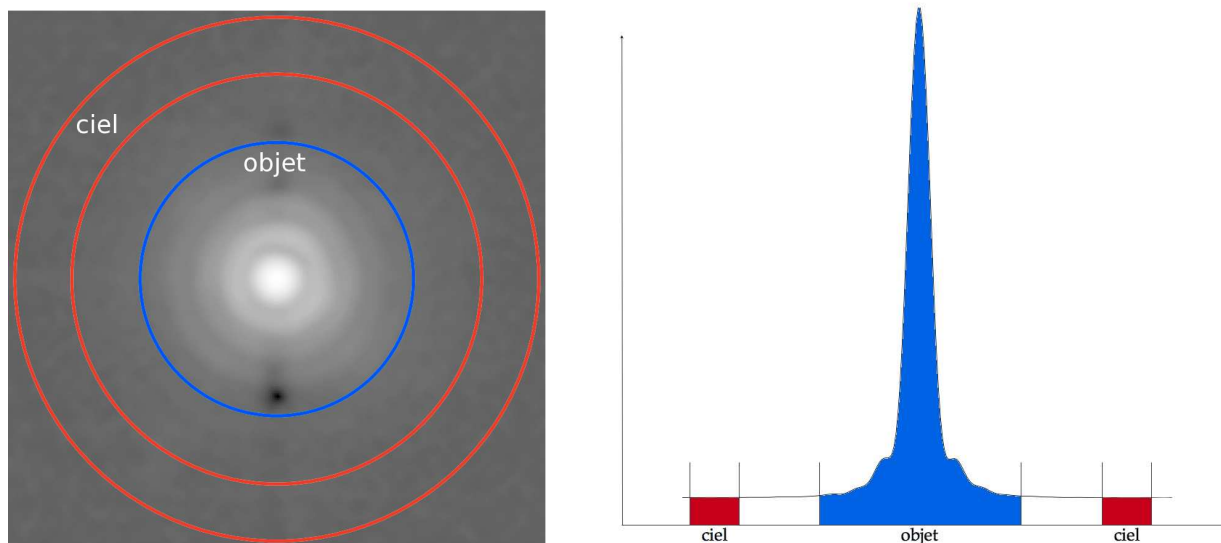


Fig 3.5 – **Principe de la photométrie d'ouverture** : image à deux dimensions à droite et à une dimension à gauche. Le but est de soustraire du flux de l'objet (en bleu) l'émission du fond de ciel (en rouge).

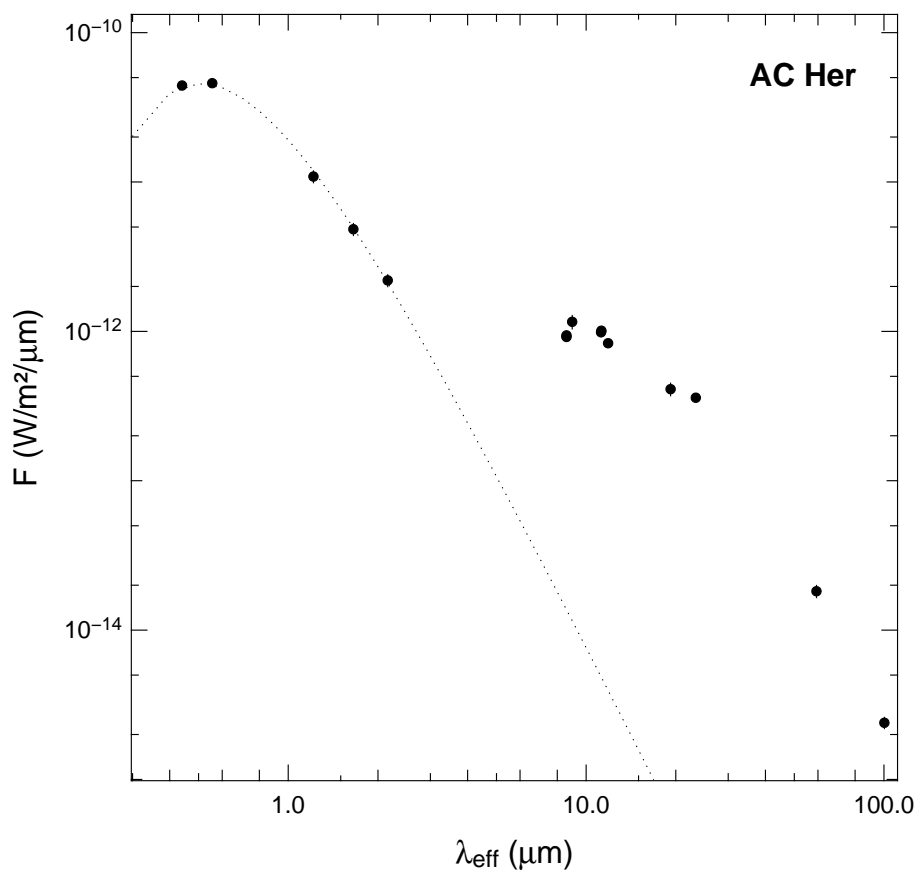


Fig 3.6 – **Exemple d'excès infrarouge avec AC Her** : distribution d'énergie spectrale de l'étoile AC Her. Les cercles représentent des données photométriques et la courbe en pointillé est une loi de corps noir symbolisant la distribution d'intensité de la photosphère l'étoile.

Chopping

Le principe consiste à acquérir alternativement et rapidement une image avec et sans l'objet astrophysique dans le champ. On procède généralement de telle sorte que l'objet soit enregistré à deux positions différentes sur le détecteur. Voyons une explication plus en détails en s'aidant de l'illustration de la Fig. 3.7 et en faisant le raisonnement pour une seule sous-fenêtre, la n° 1 (en haut à gauche). Dans la position chop 1/nod A, le signal mesuré est la somme du flux de l'objet et du fond :

$$S_1 = \text{Obj} + \text{ciel}_1$$

Dans la position chop 2/nod A, le signal est :

$$S_2 = \text{ciel}_2$$

En supposant qu'entre les deux acquisitions $\text{ciel}_1 \sim \text{ciel}_2$ et en soustrayant les deux signaux, on trouve :

$$S_{12} = S_1 - S_2 = \text{Obj}$$

En pratique $\text{ciel} \gg \text{obj}$ et la solution est alors d'acquérir plusieurs centaines d'images alternées à haute fréquence afin d'augmenter le rapport signal à bruit (pour *VISIR* en bande *N*, cette fréquence est de 0.25 Hz). Cette alternance est généralement effectuée grâce à un mouvement rapide du miroir secondaire.

Nodding

L'utilisation du chopping supprime une bonne partie de l'émission de fond. Cependant, l'alternance entre chop 1 et 2 implique une différence de chemin optique entre les deux positions, entraînant la présence d'un fond résiduel. Pour compenser, on utilise alors la technique du nodding qui consiste à décaler légèrement et perpendiculairement le champ de vue par rapport à la position précédente et d'appliquer à nouveau du chopping. Le principe est illustré sur la Fig. 3.7. En suivant le même raisonnement que précédemment pour la sous-fenêtre n° 1, on a dans la position chop 1/nod A :

$$S_1 = \text{Obj} + \text{ciel}_1$$

En notant $\text{ciel}_2 = \text{ciel}_1 + \Delta\text{ciel}$, le signal dans la position chop 2/nod A est :

$$S_2 = \text{ciel}_2 = \text{ciel}_1 + \Delta\text{ciel}$$

La soustraction des deux signaux donne :

$$S_{12} = S_1 - S_2 = \text{Obj} - \Delta\text{ciel}$$

On procède maintenant au nodding en décalant légèrement le télescope. Le signal dans la position chop 1/nod B de la sous-fenêtre 1 est :

$$S_3 = \text{ciel}_1$$

En notant $\text{ciel}_3 = \text{ciel}_1 + \Delta\text{ciel}$, le signal dans la position chop 2/nod B est :

$$S_4 = \text{ciel}_3 = \text{ciel}_1 + \Delta\text{ciel}$$

La soustraction des deux signaux donne :

$$S_{34} = S_3 - S_4 = -\Delta\text{ciel}$$

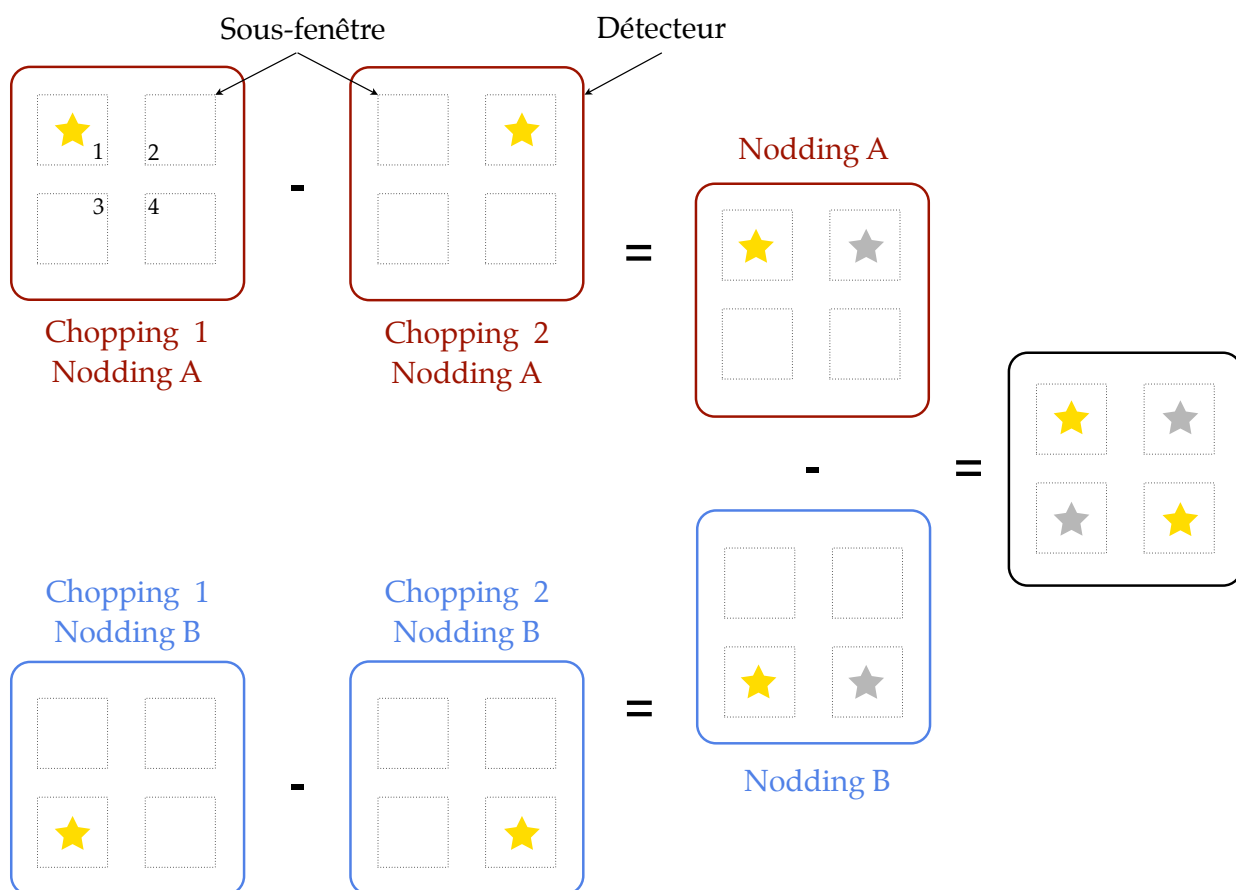


Fig 3.7 – **Principe du chopping-nodding** : une série d'images alternées est enregistrée en position de nodding A. Le processus est répété en position de nodding B. La soustraction des sous-fenêtres n° 1, n° 2, n° 3 et n° 4 (en pointillé) mène à l'image finale.

On procède maintenant à la soustraction des deux positions de nodding :

$$\text{Obj} = S_{12} - S_{34}$$

La combinaison du chopping et du nodding supprime proprement toute l'émission de fond et le flux de l'objet astrophysique peut être extrait. Toutefois cette technique fonctionne correctement si l'objet est assez brillant afin d'avoir un bon rapport signal à bruit.

Passons maintenant à des données réelles sur lesquelles j'ai appliqué les divers procédés exposés précédemment.

3.5 Imagerie de Céphéides avec l'instrument VISIR

Les observations ont été effectuées le 24 et 25 mai 2008 par une nuit claire sur un échantillon d'étoiles comprenant 8 Céphéides classiques et 3 Céphéides de type II. À partir de mesures photométriques, j'ai étudié la distribution spectrale d'énergie et j'ai pu mettre en évidence un excès infrarouge pour la grande majorité de ces étoiles. J'ai également détecté pour certaines d'entre elles une enveloppe résolue par le télescope, c'est à dire plus large que la FEP du télescope.

Dans un premier temps, j'introduis quelques caractéristiques de fonctionnement de l'instrument *VISIR*, puis je parlerai des observations et de l'algorithme de réduction des données pour l'obtention des images finales. J'exposerai ensuite l'analyse de ces images grâce à l'étude de la SED puis par une technique de Fourier. Enfin, les conclusions de cette étude clôtureront ce chapitre. Cette section reprend les résultats d'un article qui a été soumis à publication dans la revue A&A.

3.5.1 Description de l'instrument

L'instrument *VISIR* (VLT Imager and Spectrometer for mid-IR) est installé au foyer Cassegrain du troisième télescope du VLT (UT3). Il est composé de deux sous-systèmes : un imageur et un spectromètre. Le premier permet d'obtenir des images à la limite de diffraction (pour de bonnes conditions atmosphériques) à travers 14 filtres allant de 8.59 à $19.5 \mu\text{m}$ ¹. Deux échelles focales (75 mas/pixel et 127 mas/pixel) sont disponibles afin d'avoir un bon échantillonnage de la fonction d'étalement de point (FEP) en bande *N* et *Q*. Le détecteur utilisé comprend 256×256 pixels, ce qui donne un champ de vue de $19.2'' \times 19.2''$ ou $32.5'' \times 32.5''$.

Le spectromètre fournit des spectres en bande *N* et *Q* avec trois résolutions spectrales possibles : basse, moyenne et haute (de résolution respective $R = 215\text{--}390$, $R = 1800\text{--}3500$ et $R = 13000\text{--}32000$ en bande *N* et pour une largeur de fente de $1''$). Trois largeurs de fente sont disponibles : $0.4''$, $0.75''$ et $1''$. Le détecteur est le même qu'en mode imagerie.

Un mode intéressant quand on utilise l'imagerie est le mode BURST. Ce mode permet d'enregistrer des images très rapidement (donc avec des temps d'exposition très courts), afin d'obtenir des images limitées par la diffraction du télescope (avec un bon seeing). À chaque acquisition, la turbulence atmosphérique est "gelée" et la technique du "lucky-imaging" (présentée au chapitre précédent) peut être utilisée sur les milliers d'images enregistrées.

1. Les caractéristiques des filtres sont disponibles sur <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/visir/inst/index.html>

3.5.2 Observations et traitement des données

L'échantillon de Céphéides classiques a été sélectionné en fonction de divers paramètres : leur brillance, des périodes de pulsation variées et leur diamètre angulaire, afin de pouvoir par la suite confirmer et/ou combiner les résultats avec des mesures interférométriques. L'une des étoiles, Y Oph, semble avoir la plus brillante enveloppe circumstellaire détectée autour d'une Céphéide (Mérand et al. 2007) et le but ici est d'explorer cette enveloppe à une plus grande distance de l'étoile.

Les Céphéides de type II sélectionnées ont déjà été étudiées par de nombreux auteurs et sont connues pour avoir un fort excès infrarouge. Ces étoiles seront utilisées pour comparer les propriétés des enveloppes avec les Céphéides classiques et pour valider notre estimation de l'excès IR (basé sur les résultats de travaux précédents sur les types II).

J'ai regroupé dans la Table 3.2 quelques paramètres astrophysiques de cet échantillon de Céphéides qui nous seront utiles par la suite.

Les données ont donc été obtenues en mode BURST avec chopping/nodding (chop/nod) et à travers 3 filtres photométriques : PAH1, PAH2 et SIC (respectivement $8.59 \pm 0.42 \mu\text{m}$, $11.25 \pm 0.59 \mu\text{m}$ et $11.85 \pm 2.34 \mu\text{m}$). Le journal des observations est présenté dans la Table 3.3. Pour chaque Céphéide, une étoile de référence a été observée immédiatement avant ou après, dans les mêmes configurations instrumentales. L'échelle de 75 mas/pixel a été choisi afin de bien échantillonner la largeur à mi-hauteur de la FEP.

Les images sont enregistrées sous forme de cube de données où chaque cube représente une position de nodding. Le nombre de cubes correspondant à une série d'acquisition chop/nod est donc un multiple de 2. La séquence d'images enregistrées pour un cube de données (et chaque position de nodding) est la suivante : m acquisitions en position chopping 1 puis m en position chopping 2 et cela répété n fois. Les paramètres m et n dépendent du temps d'intégration minimal et total : $m = 125$ et $n = 30$ en PAH1, $m = 250$ et $n = 16$ en PAH2 et $m = 100$ et $n = 30$ en SIC. Pour une raison inconnue, la position du nodding est hors du détecteur pour les acquisitions #15, #17, #19 à #22, #25 à #28 et #31 à #34. Toutefois, il reste suffisamment d'images ($\sim 10\,000$) pour soustraire correctement le fond. Ce fond résiduel sera supprimé lors de la photométrie d'ouverture. Le chopping et nodding des acquisitions #23 et #24 sont hors du détecteur et ne furent pas incluses dans l'analyse. À cause de la faible sensibilité dans le filtre SIC, je n'ai pas pu effectuer le recentrage des images individuelles des cubes #40 et #44, ces données n'ont donc pas été analysées. De même pour le cube #4 dont le signal est très faible, peut être dû au passage d'un nuage.

Algorithme de traitement des données brutes

Les données brutes minimales sont donc deux cubes d'images, un pour chaque position de nodding (çi-après Nod A et Nod B), et chaque cube comprend les deux positions de chopping (çi-après Chop 1 et Chop 2). La première étape pour chaque cube est de soustraire à l'image Chop 1, l'image Chop 2. Les étapes sont représentées sur la Fig. 3.8 où le chopping se fait tout les 125 images. La première étape est donc $I_{A1} = I_1 - I_{125}, \dots$ et ce pour chaque image de chaque cube. La seconde étape est de soustraire à chaque image Nod 1, l'image Nod B : $I_1 = I_{A1} - I_{B1}, \dots$ Au final on obtient plusieurs images dont chacune comprend quatre images de l'étoile à quatre positions différentes. Ces processus demandent une mémoire vive importante car les cubes de données contiennent des milliers d'images (un cube a une taille $\sim 500\text{Mo}$), et le traitement d'un couple chop/nod peut prendre quelques minutes.

On découpe ensuite sur chaque image, quatre sous-fenêtres correspondant aux quatre

Nom	P^a (jour)	MJD ₀ ^b	$\langle V \rangle^c$	$\langle K \rangle^d$	θ^e (mas)	π^f (mas)	Type
FF Aql	4.4709	41575.928	5.37	3.49	0.88 ± 0.05	2.81 ± 0.18	I
AX Cir	5.2733	51646.100	5.88	3.76	0.70 ± 0.06	3.22 ± 1.22	I
X Sgr	7.0128	51653.060	4.55	2.56	1.47 ± 0.04	3.00 ± 0.18	I
η Aql	7.1767	36084.156	3.90	1.98	1.84 ± 0.03	2.78 ± 0.91	I
W Sgr	7.5950	51652.610	4.67	2.80	1.31 ± 0.03	2.28 ± 0.20	I
Y Oph	17.1242	51652.820	6.17	2.69	1.44 ± 0.04	2.04 ± 0.08	I
U Car	38.8124	51639.740	6.29	3.52	0.94 ± 0.06	2.01 ± 0.40	I
SV Vul	45.0121	43086.390	7.22	3.93	0.80 ± 0.05	0.79 ± 0.74	I
R Sct	146.50	44871.500	6.70	2.27	–	2.32 ± 0.82	II
AC Her	75.010	35097.300	7.90	5.01	–	0.70 ± 1.09	II
κ Pav	9.0814	46683.569	4.35	2.79	1.17 ± 0.05	6.00 ± 0.67	II

TABLE 3.2 – **Quelques paramètres utiles de l'échantillon de Céphéides** : la période de pulsation P , l'époque de référence MJD₀ (MJD₀ = JD₀ - 2400000.5), la magnitude apparente moyenne $\langle V \rangle$ en bande V , la magnitude apparente moyenne $\langle K \rangle$ en bande K , le diamètre angulaire θ et la parallaxe trigonométrique π . Type I ou II représente respectivement une Céphéide Classique ou de type II.

^(a) Feast et al. (2008) pour κ Pav ; Samus et al. (2009) pour les autres.

^(b) Samus et al. (2009) pour SV Vul, FF Aql, η Aql, R Sct et AC Her ; Feast et al. (2008) pour κ Pav ; Berdnikov & Caldwell (2001) pour les autres.

^(c) Fernie et al. (1995a) pour les Céphéides classiques ; Samus et al. (2009) pour les types II.

^(d) Welch et al. (1984) pour FF Aql et X Sgr ; *DENIS* pour AX Cir et W Sgr ; Barnes et al. (1997) pour η Aql ; Laney & Stoble (1992) pour Y Oph, U Car et SV Vul ; Taranova et al. (2010) pour R Sct et AC Her ; Feast et al. (2008) pour κ Pav.

^(e) Diamètres angulaires assombris de Kervella et al. (2004d) pour X Sgr, η Aql, W Sgr et Y Oph ; Groenewegen (2007) pour FF Aql ; prédictions des diamètres angulaires de Moskalik & Gorynya (2005) pour AX Cir ; Feast et al. (2008) pour κ Pav ; Groenewegen (2008) pour les autres.

^(f) Benedict et al. (2007) pour FF Aql, X Sgr et W Sgr ; Hoffleit & Jaschek (1991) pour U Car ; Mérand et al. (2007) pour Y Oph ; Perryman et al. (1997) pour les autres.

MJD	ϕ	Nom	Filtre	DIT (ms)	N	seeing (")	AM	#
54 610.035		HD 89682	PAH1	16	22 500	1.2	1.26	1
54 610.042		HD 89682	PAH2	8	48 000	1.1	1.27	2
54 610.056	0.62	U Car	PAH1	16	22 500	1.5	1.30	3
54 610.064	0.62	U Car	PAH2	8	48 000	1.1	1.32	4
54 610.081		HD 98118	PAH1	16	22 500	1.1	1.31	5
54 610.088		HD 98118	PAH2	8	48 000	1.1	1.35	6
54 610.104	0.65	X Sgr	PAH1	16	22 500	1.0.	1.61	7
54 610.111	0.65	X Sgr	PAH2	8	24 000	1.0	1.53	8
54 610.126	0.71	Y Oph	PAH1	16	22 500	1.2	1.63	9
54 610.134	0.71	Y Oph	PAH2	8	48 000	1.8	1.55	10
54 610.158		HD 99998	PAH1	16	22 500	1.0	1.88	11
54 610.166		HD 99998	PAH2	8	48 000	1.2	2.01	12
54 610.182		HD 124294	PAH1	16	22 500	0.9	1.12	13
54 610.190		HD 124294	PAH2	8	48 000	1.0	1.14	14
54 610.213	0.42	W Sgr	PAH1	16	22 500	1.0	1.07	15
54 610.220	0.42	W Sgr	PAH2	8	48 000	1.1	1.06	16
54 610.236	0.48	R Sct	PAH1	16	22 500	1.1	1.16	17
54 610.243	0.48	R Sct	PAH2	8	48 000	1.1	1.14	18
54 610.258		HD 161096	PAH1	16	22 500	0.9	1.15	19
54 610.266		HD 161096	PAH2	8	48 000	0.8	1.15	20
54 610.282	0.40	η Aql	PAH1	16	22 500	1.0	1.22	21
54 610.289	0.40	η Aql	PAH2	8	48 000	0.8	1.20	22
54 610.305	0.02	SV Vul	PAH1	16	22 500	1.0	1.72	23
54 610.312	0.02	SV Vul	PAH2	8	48 000	1.1	1.69	24
54 610.327		HD 203504	PAH1	16	22 500	0.9	1.69	25
54 610.334		HD 203504	PAH2	8	48 000	0.9	1.63	26
54 610.349	0.14	AC Her	PAH1	16	22 500	0.8	1.58	27
54 610.357	0.14	AC-Her	PAH2	8	48 000	0.9	1.60	28
54 610.373	0.71	Y Oph	PAH1	16	22 500	0.8	1.32	29
54 610.380	0.71	Y Oph	PAH2	8	48 000	0.7	1.36	30
54 610.395	0.42	η Aql	PAH1	16	22 500	0.8	1.15	31
54 610.402	0.42	η Aql	PAH2	8	48 000	0.9	1.17	32
54 610.417		HD 196321	PAH1	16	22 500	0.8	1.11	33
54 610.424		HD 196321	PAH2	8	48 000	0.7	1.12	34
54 611.016		HD 89682	PAH1	16	22 500	0.7	1.22	35
54 611.024		HD 89682	SiC	20	18 000	0.8	1.24	36
54 611.035	0.64	U Car	PAH1	16	22 500	0.8	1.27	37
54 611.042	0.64	U Car	SiC	20	18 000	0.8	1.28	38
54 611.054	0.26	AX Cir	PAH1	16	22 500	0.8	1.40	39
54 611.061	0.26	AX Cir	SiC	20	18 000	0.8	1.38	40
54 611.073		HD 124294	PAH1	16	22 500	0.7	1.06	41
54 611.081		HD 124294	SiC	20	18 000	0.7	1.05	42
54 611.093	0.27	AX Cir	PAH1	16	22 500	0.8	1.32	43
54 611.101	0.27	AX Cir	SiC	20	18 000	0.7	1.31	44
54 611.112	0.79	X Sgr	PAH1	16	22 500	0.8	1.50	45
54 611.119	0.79	X Sgr	SiC	20	18 000	1.1	1.44	46
54 611.131	0.54	W Sgr	PAH1	16	22 500	0.8	1.43	47
54 611.139	0.54	W Sgr	SiC	20	18 000	0.8	1.38	48
54 611.151		HD 161096	PAH1	16	22 500	0.8	1.49	49
54 611.158		HD 161096	SiC	20	18 000	0.8	1.43	50
54 611.170	0.76	Y Oph	PAH1	16	22 500	0.7	1.27	51
54 611.177	0.76	Y Oph	SiC	20	18 000	0.7	1.23	52
54 611.189	0.48	R Sct	PAH1	16	22 500	0.6	1.39	53
54 611.196	0.48	R Sct	SiC	20	18 000	0.6	1.34	54
54 611.207		HD 161096	PAH1	16	22 500	0.6	1.21	55
54 611.215		HD 161096	SiC	20	18 000	0.6	1.19	56
54 611.227	0.90	κ Pav	PAH1	16	22 500	0.7	1.45	57
54 611.235	0.90	κ Pav	SiC	20	18 000	0.7	1.43	58
54 611.248	0.53	η Aql	PAH1	20	18 000	0.7	1.38	59
54 611.255	0.53	η Aql	SiC	25	14 400	0.7	1.33	60
54 611.273		HD 133774	PAH1	16	22 500	0.8	1.35	61
54 611.280		HD 133774	SiC	20	18 000	0.8	1.40	62
54 611.310		HD 161096	PAH1	16	22 500	0.7	1.21	63
54 611.317		HD 161096	SiC	20	18 000	0.7	1.23	64
54 611.340	0.15	AC Her	PAH1	16	22 500	0.8	1.54	66
54 611.347	0.15	AC Her	SiC	20	18 000	0.8	1.57	67
54 611.365	0.04	SV Vul	PAH1	16	22 500	0.7	1.64	68
54 611.372	0.04	SV Vul	SiC	20	18 000	0.8	1.65	69
54 611.384		HD 203504	PAH1	16	22 500	0.7	1.42	70
54 611.392		HD 203504	SiC	20	18 000	0.8	1.41	71
54 611.403	0.62	FF Aql	PAH1	16	22 500	0.6	1.66	72
54 611.411	0.62	FF Aql	SiC	20	18 000	0.7	1.73	73
54 611.422	0.56	η Aql	PAH1	16	22 500	0.7	1.24	74
54 611.430	0.56	η Aql	SiC	20	18 000	0.7	1.27	75

TABLE 3.3 – **Journal des observations VISIR** : MJD représente le jour Julien modifié, ϕ la phase de pulsation de la Céphéide, DIT le temps d'intégration du détecteur, N le nombre total d'images et AM la masse d'air. Le seeing est mesuré dans le visible par la station DIMM.

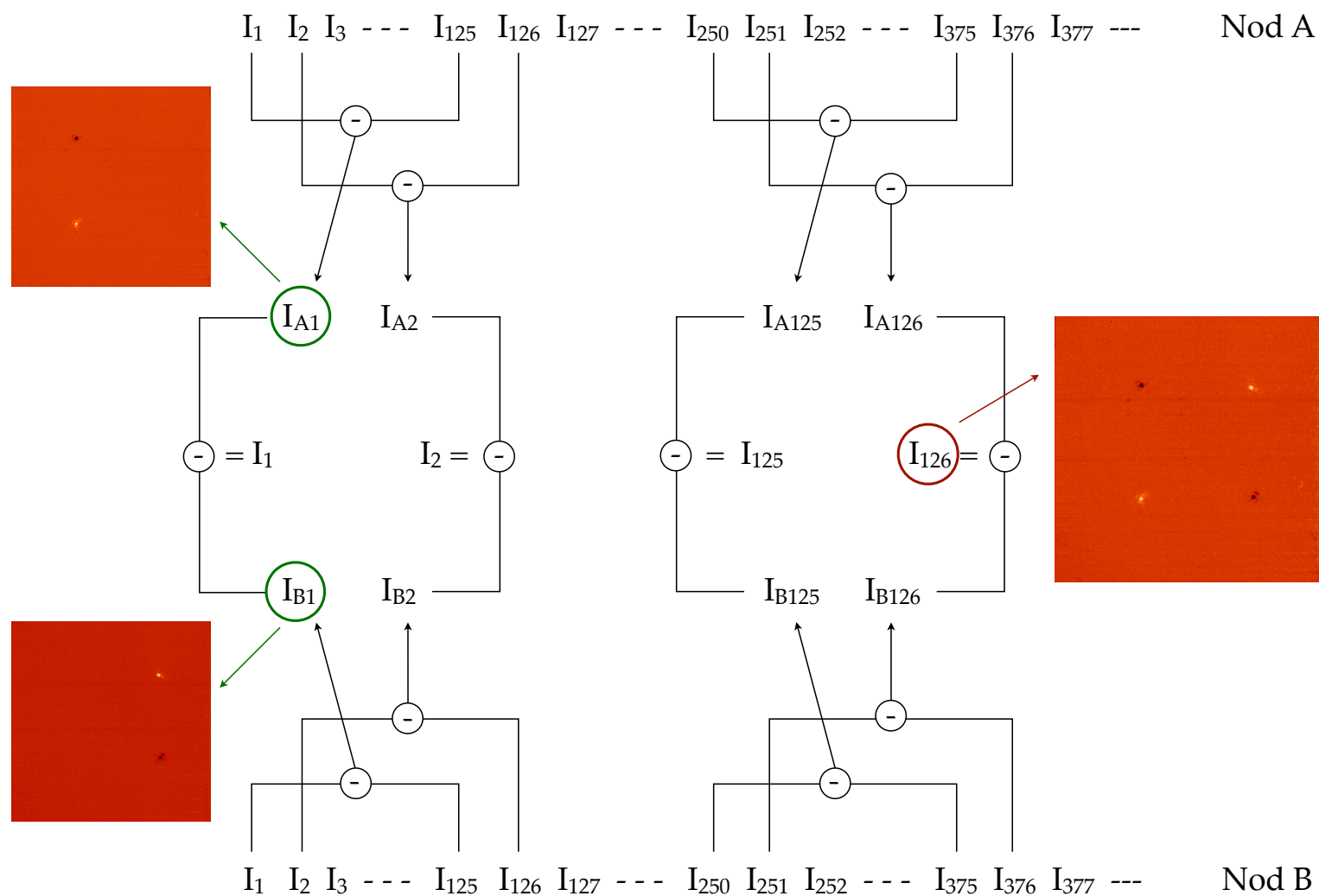


Fig 3.8 – **Algorithme de réduction chopping-nodding** : le chopping se fait toutes les 125 images dans cet exemple. Des exemples de données VISIR sont représentés pour chaque étape. Nod A et Nod B sont deux cubes de données séparés.

positions (largeur ~ 20 FWHM), que l'on enregistre sous forme de cube d'images. Chaque nouveau cube, qui comprend des milliers d'images ($\sim 20\,000$), ne contient plus d'émission de fond, et seul le flux de l'étoile est dominant. Pour les données dont le nodding s'est fait hors du détecteur, seule la soustraction du chopping a été effectuée, et un léger fond résiduel est toujours présent.

Chaque image de ce nouveau cube est ensuite corrigée des mauvais pixels avant de sélectionner 50 % des meilleures en fonction du pixel le plus brillant (en utilisant comme critère du rapport de Strehl). Cette sélection permet de garder les meilleures images uniquement limitées par la diffraction. Ces images subissent par la suite un premier recentrage (d'un niveau de précision de l'ordre du pixel) avant d'être re-échantillonnées d'un facteur 4 via une interpolation par des splines cubiques (la largeur à mi hauteur de la FEP est ~ 4 pixels). Un recentrage plus fin (à un niveau de précision de quelques millisecondes d'angle) est ensuite effectué en ajustant une fonction Gaussienne au cœur de la FEP. Finalement, chaque cube est moyenné afin d'obtenir les images moyennes utilisées pour l'analyse.

Ce procédé a déjà été utilisé auparavant et l'efficacité du mode cube par rapport à une longue pose est bien connue (Kervella & Domiciano de Souza 2007; Kervella et al. 2009). Le gain en résolution grâce au mode cube est présenté en Section 2.3. Je présente quelques images moyennes issues de cet algorithme (développé initialement par P. Kervella) sur la Fig. 3.9.

3.5.3 Photométrie

J'ai effectué sur les images moyennes la photométrie d'ouverture présentée précédemment (Section 3.2.6) avec une ouverture $r_d = 1.30''$ et une couronne de rayons $r_{in} = 1.70''$ et $r_{ext} = 1.90''$ (grâce au chopping/nodding, le flux dans la couronne est ~ 0). J'ai utilisé les modèles de spectre de Cohen et al. (1999) que j'ai intégrés sur toute la bande passante des filtres selon l'équation 3.4 pour obtenir la photométrie absolue.

Pour améliorer l'étalonnage du flux, j'ai appliqué un facteur de correction lié à la masse d'air traversée pour tenir compte de l'absorption atmosphérique :

$$F_{corr} = F_{obs} \times C(\lambda, AM)$$

avec $C(\lambda, AM)$ de Schütz & Sterzik (2005) :

$$C(\lambda, AM) = 1 + \left[0.220 - \frac{0.104}{3}(\lambda - 8.6 \mu m) \right] (AM - 1)$$

$C(\lambda, AM)$ est bien sûr relié à l'équation 3.2 tel que :

$$C(\lambda, AM) = 10^{0.4 K_\lambda(AM)}$$

J'ai ensuite estimé l'irradiance des étoiles en utilisant ces flux corrigés dans l'équation 3.5. Les valeurs sont reportées dans la Table 3.4 et 3.6. Les incertitudes comprennent la dispersion statistique de la photométrie (dans les cubes) ainsi que l'incertitude lié à l'étalonnage.

3.5.4 Étude de l'évolution atmosphérique

Grâce aux diverses étoiles étalons observées, il est possible d'étudier qualitativement la transparence du ciel. Pour cela j'utilise l'équation 3.4, la valeur du flux mesuré sur les images et le flux absolu donné par Cohen et al. (1999) pour estimer H . La fonction de transfert peut

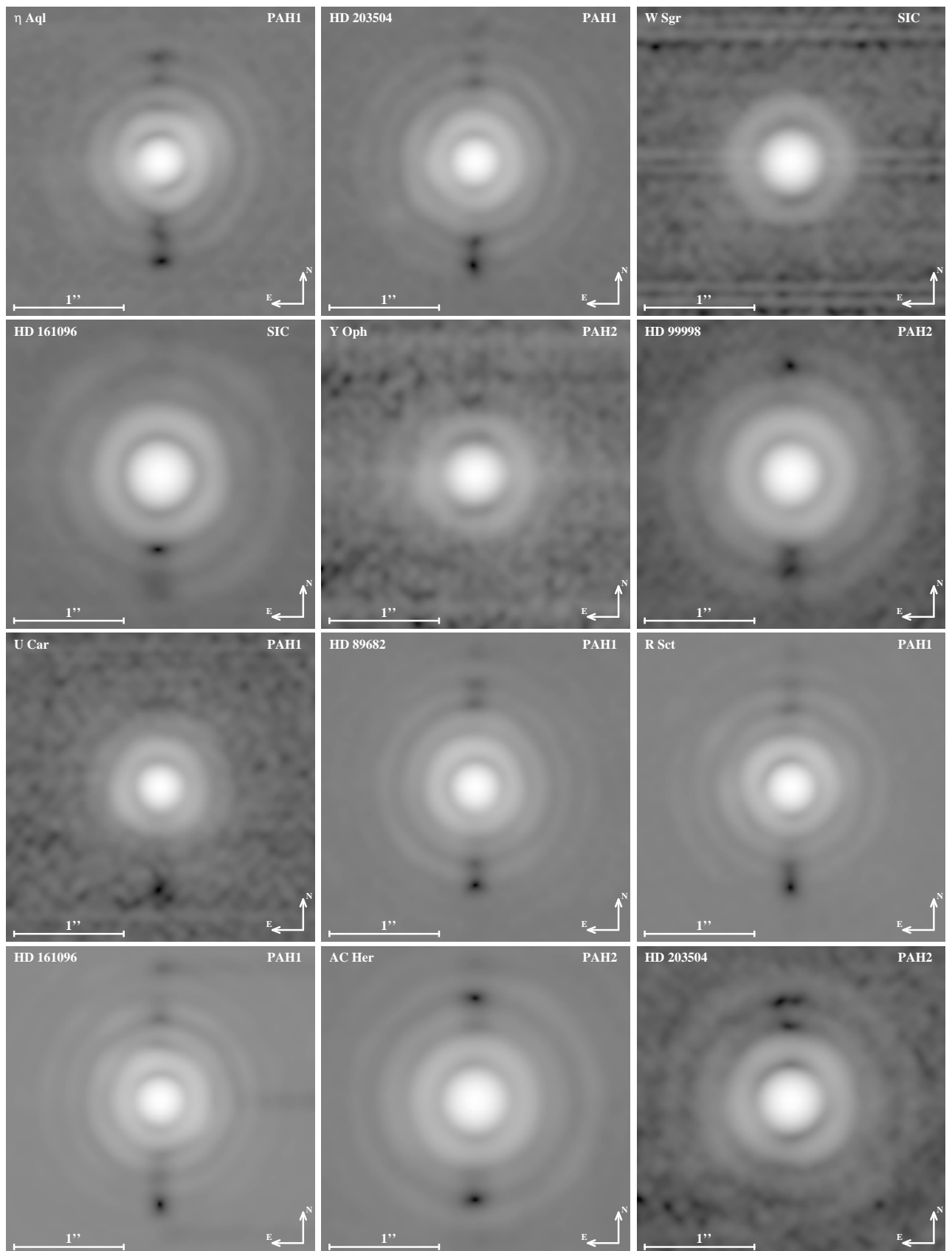


Fig 3.9 – Echantillon d'images moyennes : l'échelle est logarithmique pour toutes les images.

Nom	MJD	Filtre	Irradiance (W/m ² /μm)	Irradiance (Jy)	Excès (%)
FF Aql	54 611.403	PAH1	$9.23 \pm 0.25 \times 10^{-14}$	2.27 ± 0.06	1.6 ± 2.8
	54 611.411	SiC	$2.79 \pm 0.08 \times 10^{-14}$	1.28 ± 0.06	3.7 ± 3.0
AX Cir	54 611.076	PAH1	$6.97 \pm 0.19 \times 10^{-14}$	1.72 ± 0.05	-0.8 ± 2.9
X Sgr	54 610.104	PAH1	$2.31 \pm 0.11 \times 10^{-13}$	5.69 ± 0.27	14.1 ± 5.4
	54 611.112	PAH1	$2.11 \pm 0.10 \times 10^{-13}$	5.20 ± 0.25	3.8 ± 9.8
	54 610.111	PAH2	$7.82 \pm 0.20 \times 10^{-14}$	3.31 ± 0.08	11.9 ± 2.9
	54 611.119	SiC	$6.27 \pm 0.15 \times 10^{-14}$	2.89 ± 0.07	5.6 ± 8.1
η Aql	54 610.282	PAH1	$3.96 \pm 0.14 \times 10^{-13}$	9.73 ± 0.35	0.38 ± 3.6
	54 611.248	PAH1	$4.30 \pm 0.16 \times 10^{-13}$	10.6 ± 0.39	9.0 ± 4.1
	54 610.289	PAH2	$1.39 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	5.89 ± 0.21	2.6 ± 3.7
	54 611.255	SiC	$1.28 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	5.90 ± 0.23	9.6 ± 4.3
W Sgr	54 610.213	PAH1	$1.70 \pm 0.07 \times 10^{-13}$	4.19 ± 0.17	10.4 ± 4.6
	54 611.131	PAH1	$1.82 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	4.48 ± 0.12	18.2 ± 3.3
	54 610.220	PAH2	$6.16 \pm 0.36 \times 10^{-14}$	2.61 ± 0.15	16.5 ± 6.8
	54 611.139	SiC	$5.30 \pm 0.13 \times 10^{-13}$	24.4 ± 0.6	16.2 ± 2.9
Y Oph	54 610.126	PAH1	$2.01 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	4.95 ± 0.12	6.8 ± 2.7
	54 611.170	PAH1	$2.00 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	4.93 ± 0.12	6.3 ± 2.7
	54 610.134	PAH2	$6.62 \pm 0.25 \times 10^{-14}$	2.80 ± 0.11	2.4 ± 3.9
	54 611.177	SiC	$5.83 \pm 0.15 \times 10^{-14}$	2.69 ± 0.07	4.6 ± 2.7
U Car	54 610.546	PAH1	$1.07 \pm 0.02 \times 10^{-13}$	2.64 ± 0.05	32.1 ± 2.5
	54 611.035	PAH1	$1.06 \pm 0.05 \times 10^{-14}$	2.61 ± 0.12	30.9 ± 6.2
	54 611.042	SiC	$2.91 \pm 0.2 \times 10^{-14}$	1.34 ± 0.09	20.9 ± 8.3
SV Vul	54 611.365	PAH1	$8.62 \pm 0.17 \times 10^{-14}$	2.12 ± 0.04	25.0 ± 2.5
	54 611.372	SiC	$2.35 \pm 0.07 \times 10^{-14}$	1.08 ± 0.03	15.1 ± 3.4

TABLE 3.4 – Irradiances mesurées par photométrie des Céphéides classiques : Les flux ont été mesurés sur une ouverture de 1.30". L'excès est relatif au modèle photosphérique de l'étoile.

être décomposée telle que $H = T_f T_i T_a$ où T_f représente la transmission du filtre, T_i la fonction de transfert de l'instrument et T_a la transmission atmosphérique. En faisant l'hypothèse que T_i est stable pendant les observations, on peut écrire :

$$\frac{H}{\overline{H}} \approx \frac{T_a}{\overline{T_a}}$$

La transmission atmosphérique relative est tracée sur la Fig. 3.10 pour les deux nuits. Comme nous pouvons le constater, les nuits étaient très stables avec une variation relative de 5 % la première nuit et de seulement 3 % la seconde.

3.5.5 Distribution spectrale d'énergie des Céphéides classiques

Dans cette section j'étudie la densité d'énergie spectrale des Céphéides classiques afin de mesurer un éventuel excès infrarouge. Pour cela, en plus de nos données autour de $10 \mu\text{m}$, j'ai collecté dans la littérature des mesures photométriques supplémentaires allant de $\sim 0.4 \mu\text{m}$ à $\sim 100 \mu\text{m}$.

Choix des données photométriques

Comme ces étoiles sont pulsantes, il est légitime de penser que la SED varie également avec la phase de pulsation. Il faut donc considérer des mesures photométriques effectuées à une même phase de pulsation. Pour évaluer les magnitudes correspondantes à la phase de nos observations, j'ai utilisé les courbes de lumière disponibles dans la littérature. Pour chaque base de données, j'ai recalculé la phase en utilisant les éphémérides de la Table 3.2 puis tracé la magnitude en fonction de la phase. J'ai ensuite appliqué la technique de décomposition de Fourier qui consiste à interpoler la courbe de lumière par une somme de fonctions périodiques (voir par exemple Ngeow et al. 2003) :

$$m(\phi) = a_0 + \sum_{i=1}^n a_i \cos(2\pi i\phi + b_i)$$

où a_i et b_i sont respectivement l'amplitude et la phase de Fourier à l'ordre i qu'il faut ajuster et ϕ représente la phase de pulsation. Le paramètre n dépend du nombre de points de mesures et de l'amplitude de la courbe de lumière (plus l'amplitude est grande, plus l'ordre à ajuster est grand). Comme le montre la Fig. 3.11, un n trop petit (par exemple $n = 1$) n'ajuste pas correctement les données photométriques. Un n trop grand (par exemple $n = 8$) produit des oscillations supplémentaires non réalistes. J'ai finalement choisi $n = 4$ pour toutes les étoiles, car cette valeur est un bon compromis entre une dispersion faible et pas d'oscillations supplémentaires. J'ai ensuite utilisé les coefficients de l'ajustement pour estimer la magnitude aux phases de pulsation désirées. Cette méthode a été appliquée aux Céphéides FF Aql (en bande B , V et R), AX Cir (B , V), X Sgr (B , V , J , H , K), η Aql (B , V), W Sgr (B , V), Y Oph (B , V), U Car (B , V) et SV Vul (B , V).

Quand les points de mesures sont espacés de manière très irrégulières, l'ajustement par des séries de Fourier produit également des oscillations non réalistes. Dans ce cas j'ai préféré ajuster les courbes de lumière par une fonction à splines périodiques passant par 4 points flottants (déjà utilisée par Mérand et al. 2006b, pour interpoler des vitesses radiales). Plus précisément, ces points de coordonnées (x_i, y_i) sont ajustés de telle sorte que la courbe spline $S_{x_i, y_i}(\phi_k)$ minimise :

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^{k=N} \frac{[m(\phi_k) - S_{x_i, y_i}(\phi_k)]^2}{\sigma_k^2}$$

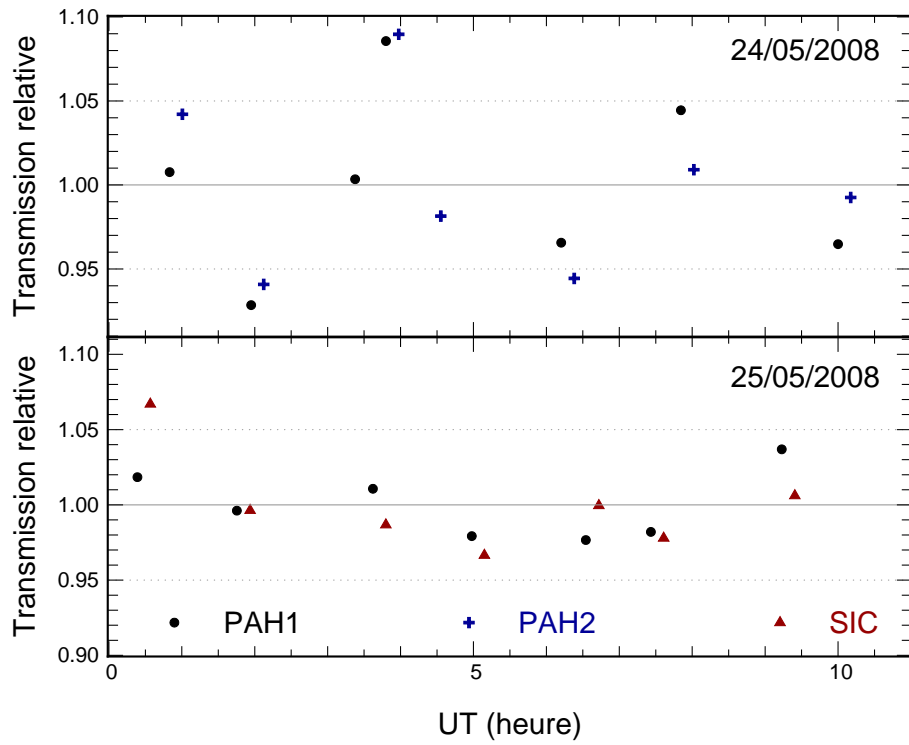


Fig 3.10 – **Transmission atmosphérique relative** : la courbe en pointillé représente une variation relative de 5%. La première nuit était assez stable, avec seulement une variation relative de 5% en PAH1 et PAH2. La seconde nuit était plus constante avec seulement une variation relative de 3% dans les deux filtres.

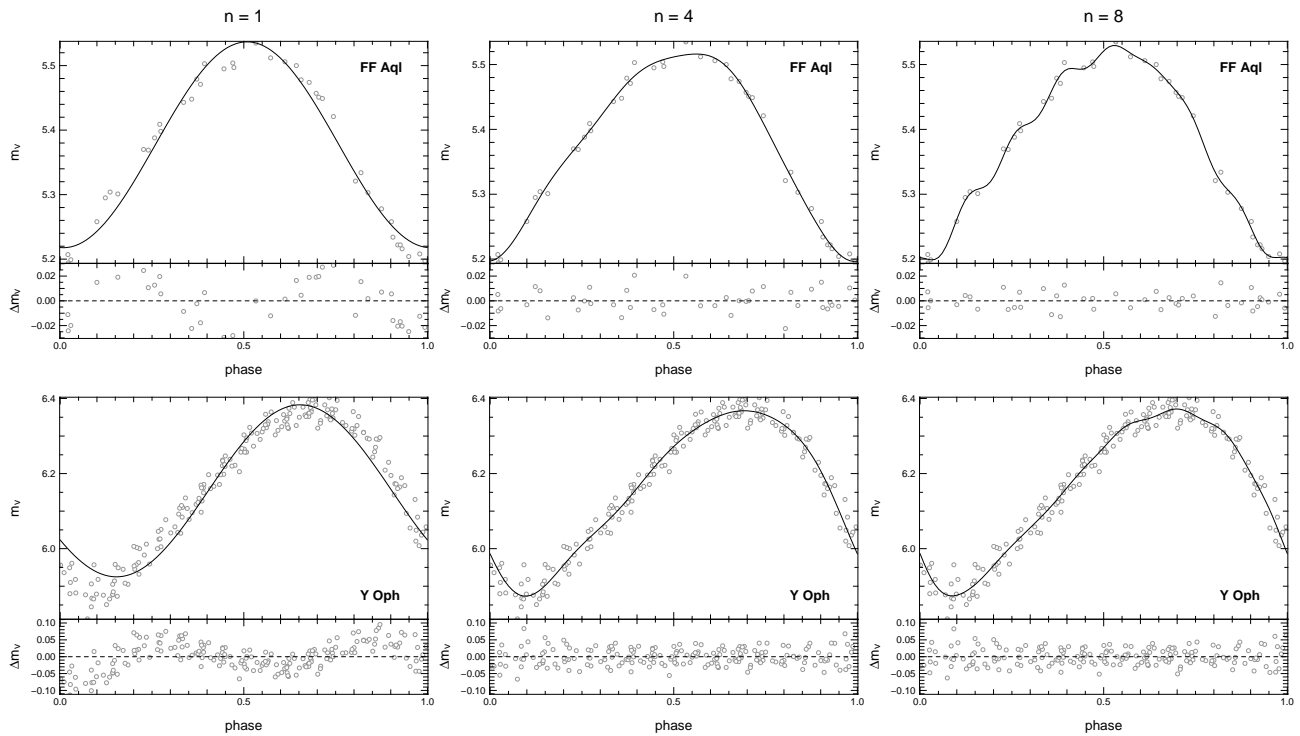


Fig 3.11 – **Exemples d'ajustement des courbes de lumière** : les étoiles prises comme exemple sont FF Aql et Y Oph. Les valeurs de l'ordre de l'ajustement sont respectivement de gauche à droite $n = 1, n = 4$ et $n = 8$. Pour FF Aql, la dispersion moyenne des données par rapport à la courbe ajustée est $\overline{\Delta m_V} = 0.02 \text{ mag}$, $\overline{\Delta m_V} = 0.009 \text{ mag}$ et $\overline{\Delta m_V} = 0.007 \text{ mag}$, respectivement pour $n = 1, n = 4$ et $n = 8$. Pour Y Oph, on a $\overline{\Delta m_V} = 0.04 \text{ mag}$, $\overline{\Delta m_V} = 0.025 \text{ mag}$ et $\overline{\Delta m_V} = 0.025 \text{ mag}$, respectivement.

où $m(\phi_k)$ sont les points de mesures avec leurs incertitudes σ_k .

Un exemple est illustré sur la Fig. 3.12 pour la Céphéide U Car. On voit que pour $n = 4$ ou $n = 8$ (et même $\forall n$), l'ajustement de Fourier crée des oscillations non réelles alors que les splines fournissent un ajustement bien meilleur.

L'erreur sur la magnitude est estimée comme étant l'écart quadratique total des valeurs résiduelles (fenêtre du bas de chaque courbe des Fig. 3.11 et 3.12). L'erreur est considérée la même pour toutes les phases. Ce type d'interpolation a été utilisé pour les Céphéides η Aql (en bande J, H, K), Y Oph (J, H, K), U Car (J, H, K), SV Vul (J, H, K) et κ Pav (V, J, H, K).

L'utilisation des courbes de lumière permet de diminuer l'erreur sur l'estimation de la magnitude à une phase donnée. Cette erreur peut être d'autant plus importante que l'amplitude des variations est grande. Malheureusement, certaines étoiles ne disposent pas de courbes de lumière, ou alors seulement à certaines longueurs d'onde. Parfois il n'est donc pas possible d'estimer la magnitude à une phase donnée avec une bonne précision. Dans un catalogue, seul un ou quelques points de mesures sont disponibles, à une phase pouvant être différente de celle de nos observations VISIR. Prenons par exemple l'étoile FF Aql (Fig. 3.11) dont un catalogue donne $m_V = 5.24 \pm 0.03$ mag à la phase $\phi = 0.1$. Sans courbe de lumière, si on utilise cette valeur à la phase $\phi = 0.7$, on fera une erreur d'environ 0.2 mag (car d'après la Fig. 3.11, à $\phi = 0.7$ on devrait avoir $m_V \sim 5.46$ mag). Cette erreur n'est bien sûr pas négligeable. J'ai choisi de raisonner sur l'amplitude des courbes de lumière, A_λ , pour estimer une incertitude supplémentaire, car elle correspond à l'erreur maximale que l'on peut faire (erreur due à la discordance de phase). Pour cela je me suis appuyé sur les travaux de Laney & Stobie (1993) qui, pour un échantillon de 51 Céphéides Galactiques, ont tracé l'amplitude des courbes de lumières en bandes J, H et K en fonction de la période de pulsation. Leur figure est reproduite sur la Fig. 3.13. On remarque principalement deux régions :

- $0.5 < \log P \leq 1.0$ où $A_J \sim 0.1$ mag
- $\log P > 1.0$ où $A_J \sim 0.2$ mag

et ces valeurs diminuent avec la longueur d'onde, avec $A_K \sim 0.08$ mag pour $0.5 < \log P \leq 1.0$ et $A_K \sim 0.15$ mag pour $\log P > 1.0$. Pour une étoile donnée, quand il n'existe pas de courbe de lumière et que la magnitude choisie dans un catalogue ne correspond pas à la phase de nos observations, j'ai donc choisi comme incertitudes supplémentaires :

- $\lambda \leq 3.5 \mu\text{m}$: $\sigma_\lambda = 0.1$ mag pour $0.5 < \log P \leq 1.0$ et $\sigma_\lambda = 0.2$ mag pour $\log P > 1.0$
- $\lambda > 3.5 \mu\text{m}$: $\sigma_\lambda = 0.05$ mag, quelque soit P

Ces incertitudes ont ensuite été sommées quadratiquement aux incertitudes photométriques indiquées dans les catalogues afin d'obtenir des incertitudes totales. Le fait d'utiliser l'amplitude de la courbe de lumière comme erreur maximale sur l'estimation de la magnitude peut surestimer l'incertitude finale, mais cela permettra de distinguer complètement un excès IR d'une erreur de magnitude. D'un autre côté, cela peut également empêcher la détection d'un excès IR.

Certaines de nos Céphéides ont été observées les deux nuits et peuvent par conséquent avoir des phases différentes (spécialement les courtes périodes). J'ai donc considéré pour la SED une phase intermédiaire.

Modèles de spectres stellaires

L'émission photosphérique a été modélisée par les modèles d'atmosphères stellaires obtenus par le code ATLAS9 de Castelli & Kurucz (2003). J'ai choisi une grille de modèles qui

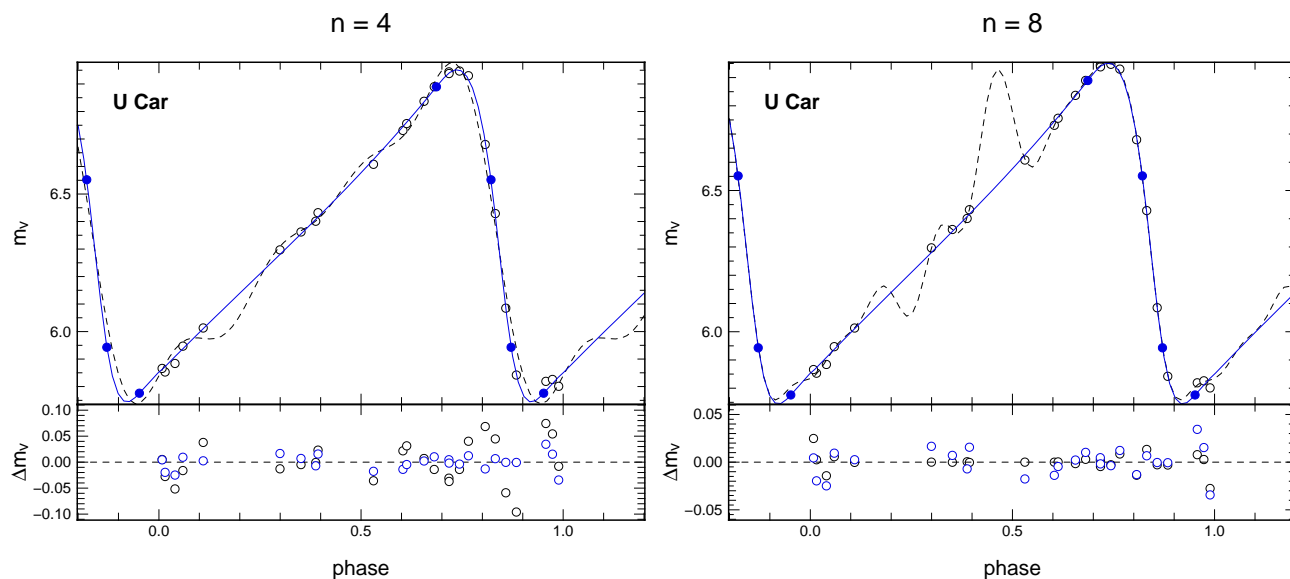


Fig 3.12 – Ajustement de courbe de lumière par des splines périodiques : les points en noir sont les mesures et les bleus les points flottants. La courbe en pointillé représente l'ajustement par des séries de Fourier et celle en bleu l'ajustement par des splines périodiques.

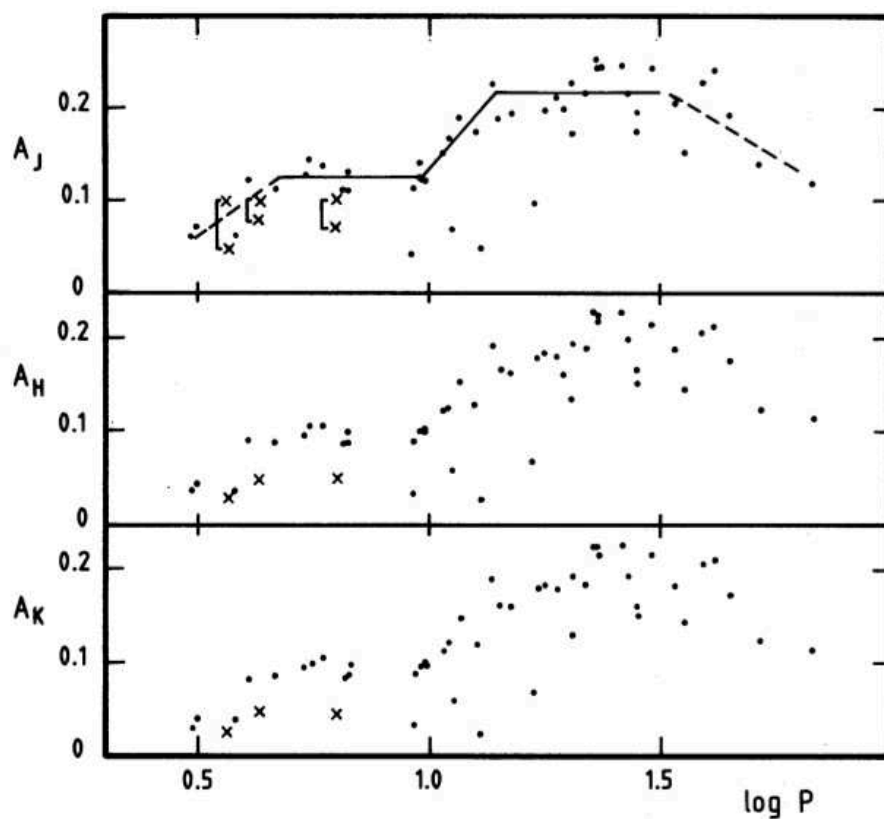


Fig 3.13 – Amplitude des courbes de lumière en bande J , H et K : figure tirée de Laney & Stobie (1993) pour un échantillon de 51 Céphéides Galactiques.

a été calculée pour une métallicité de type solaire et une vitesse turbulente de 2 km.s^{-1} . Cette grille comprend des spectres pour 75 valeurs de températures effectives dans l'intervalle $3500 < T_{\text{eff}} < 50000 \text{ K}$ et 11 valeurs de gravité de surface dans l'intervalle $0.0 < \log g < 5.0$. Elle est ensuite interpolée afin de calculer un spectre quelque soit T_{eff} et $\log g$. Ce spectre est par la suite multiplié par l'angle solide que forme la photosphère de l'étoile, $\pi\theta_{\text{LD}}^2/4$, où θ_{LD} représente le diamètre angulaire du disque assombri. Les modèles sont finalement ajustés aux données photométriques en tenant compte de la réponse spectrale de chaque instrument. On suppose qu'il n'y a pas d'excès détectable en dessous de $2.2 \mu\text{m}$ et toutes les longueurs d'onde $\leq 2.2 \mu\text{m}$ sont utilisées pour ajuster la température effective et le diamètre angulaire. La gravité de surface n'a pas été ajustée car la photométrie bande large est presque insensible à ce paramètre, sa valeur est donc fixe et choisie dans la littérature, les seuls paramètres à ajuster sont T_{eff} et θ_{LD} . Notons toutefois que ces variables sont corrélées dans cet ajustement.

Correction de l'extinction interstellaire

J'ai corrigé toutes les mesures photométriques inférieures à $3 \mu\text{m}$ de l'extinction interstellaire A_λ (Equation 3.1). J'ai utilisé R_λ d'après Fouqué et al. (2003) et Hindsley & Bell (1989) :

$$\begin{aligned} R_B &= R_V + 1 \\ R_V &= 3.07 + 0.28(B - V) + 0.04 E(B - V) \\ R_R &= R_V - 0.97 \\ R_I &= 1.82 + 0.205(B - V) + 0.0225 E(B - V) \\ R_J &= R_V/4.02 \\ R_H &= R_V/6.82 \\ R_K &= R_V/11 \end{aligned}$$

où B, V, R, I, J, H et K représentent les bandes photométriques (Table 3.1).

L'excès de couleur $E(B - V)$ est tiré de Fouqué et al. (2007) pour toutes les Céphéides classiques, excepté AX Cir qui provient de Tammann et al. (2003). Pour R Sct et AC Her, $E(B - V)$ provient de Taranova et al. (2010) et de Feast et al. (2008) pour κ Pav. Les flux dont $\lambda > 3 \mu\text{m}$ n'ont pas été corrigés de l'extinction car nous supposons qu'elle est négligeable à ces longueurs d'onde.

Système photométrique

Les mesures photométriques (B, V, R, I, J, H ou K) effectuées dans une même bande peuvent être légèrement différentes en fonction des filtres employés pour les observations. Il est nécessaire de corriger de la réponse spectrale de chaque filtre utilisé. Il existe des équations de transformation entre les systèmes les plus utilisés (Johnson, Carter, Glass, ...). Lorsque l'on récolte des données photométriques, il faut veiller à ce que chaque mesure se trouve dans un même système photométrique. Dans notre cas, toutes les données récoltées dans la littérature ont été converties dans le système Johnson, en utilisant les équations de transformation de Glass (1985) et Leggett (1992).

3.5.5.1 FF Aql

J'ai sélectionné comme valeur fixe $\log g = 2.05$ d'après Luck et al. (2008, *çi-après* L08). La distribution spectrale d'énergie est présentée sur la Fig. 3.14. Les mesures B, V et R proviennent des courbes de lumière de Berdnikov (2008, *çi-après* B08) et Moffett & Barnes

(1984, ci-après M84). La photométrie J, H et K_s provient de Welch et al. (1984) et correspond à des valeurs moyennes (et l'écart-type pris comme incertitude). J'ai également rajouté des données des instruments *IRAC* (3.6, 4.5, 5.8, 8.0 μm) et *MIPS* (24 μm), installés sur le télescope spatial *Spitzer* (Marengo et al. 2010, ci-après M10). Pour finir, j'ai complété avec des données photométriques des télescopes *IRAS* (12 et 25 μm , Helou & Walker 1988), *AKARI* (*IRC*: 9 et 18 μm , Ishihara et al. 2010) et *MSX* (8.28, 12.13, 14.65 et 21.34 μm , Egan & Price 1996; Egan et al. 2003).

L'ajustement de modèle de spectre stellaire est représenté par la courbe en noir sur la Fig. 3.14. Le résultat des valeurs ajustées est exposé dans la Table 3.5. La température estimée est seulement 3 % plus petite que celle donnée par L08 (6062 ± 43 K) à cette phase de pulsation. Le diamètre angulaire est également en excellent accord avec la valeur 0.86 ± 0.17 mas de Groenewegen (2007).

À partir de la photométrie *VISIR* (Table 3.4), je détecte une émission infrarouge de l'ordre de 2 % dans les filtres PAH1 et SIC. Il semble également qu'un excès plus important soit présent à des longueurs d'onde plus grandes. La fenêtre du bas de la Fig. 3.14 montre bien cette tendance. Cela indique probablement la présence d'une enveloppe autour de cette étoile.

J'ai donc ajusté ensuite une seconde composante suivant un modèle de densité de flux. Ce modèle absorbe uniquement une fraction du flux incident, c'est à dire que je considère le milieu comme étant optiquement mince. Il a comme expression mathématique :

$$F_d(\lambda) = \kappa_\lambda \beta B_\lambda(T_d) \quad (3.6)$$

où $B_\lambda(T_d)$ est la fonction de Planck à la température T_d , κ_λ est l'opacité des poussières et β est un paramètre directement proportionnel à la masse de poussières contenue dans l'enveloppe (Li 2005) :

$$\beta = 2.1 \times 10^{-3} \frac{M_d}{D^2}$$

avec D la distance de l'étoile en pc et M_d en masse solaire.

On peut remarquer sur la SED certains pics d'émission autour de 10 μm et 20 μm qui pourraient être caractéristiques de grains de silicate et/ou de carbone. J'ai donc choisi d'utiliser la table l'opacité de Ossenkopf & Henning (1994, sans coagulation des grains, ci-après O94), calculée pour ce type de grains avec une distribution en taille de type MRN (Mathis et al. 1977, c'est à dire $n \propto a^{-3.5}$ où a est la taille du grain).

La courbe verte de la Fig. 3.14 représente l'ajustement de l'équation 3.6. Je trouve (Table 3.5) une température de l'enveloppe $T_{\text{env}} = 539 \pm 52$ K et un paramètre $\beta = 3.0 \pm 0.7 \times 10^{-19} \text{ kg m}^{-2}$. En utilisant la mesure de distance de la Table 3.2, j'ai pu estimer $M_d = 1.8 \pm 0.4 \times 10^{-11} M_\odot$. La masse totale de l'enveloppe peut être estimée en supposant un rapport gaz/poussière de l'ordre de 100 (valeur typique pour des poussières circumstellaires), soit une masse totale $M_{\text{env}} = 1.8 \pm 0.4 \times 10^{-9} M_\odot$. Nous noterons que certaines bandes photométriques peuvent être surestimées à cause de l'émission du cirrus interstellaire présent autour de cette Céphéide (Barmby et al. 2011).

3.5.5.2 AX Cir

Cette Céphéide a presque le même type spectral que FF Aql, j'ai donc choisi de fixer $\log g = 2.0$, car il n'y a pas d'estimation de ce paramètre dans la littérature (notons qu'un changement de ± 0.5 modifie les valeurs ajustées de seulement 0.7 %). La SED de AX Cir est exposée sur la Fig. 3.15. La photométrie B et V provient des courbes de lumière de B08,

les magnitudes en bande J et K_s de l'instrument *DENIS* et les données au-delà de $9\ \mu\text{m}$ proviennent de *MSX* (8.28, 12.13 et $14.65\ \mu\text{m}$), *IRAS* ($12\ \mu\text{m}$) et *IRC* (9 et $18\ \mu\text{m}$).

Les résultats de l'ajustement sont présentés dans la Table 3.5. Le diamètre angulaire est en accord avec la valeur moyenne prédite par Moskalik & Gorynya (2005, ci-après M05) (à un niveau de 7 %, cohérent avec l'amplitude des variations du diamètre angulaire). Il n'existe pas d'estimation de la température dans la littérature permettant une comparaison.

Je ne détecte pas à la longueur d'onde $8.6\ \mu\text{m}$ d'excès IR (voir Table 3.4) et ce résultat semble cohérent avec la mesure à $9\ \mu\text{m}$ de *IRC*. Aux autres longueurs d'onde, il pourrait y avoir une émission de l'ordre de $8.5 \pm 7.3\%$ à $18\ \mu\text{m}$. On peut remarquer que cet excès pique autour de $13\ \mu\text{m}$ et cela pourrait être lié à l'émission de poussières telles que l'oxyde d'aluminium. Je n'ai pas trouvé de tables d'opacité dans la littérature pour ce type de grains, j'en ai donc calculé une en faisant quelques hypothèses. J'ai calculé κ_λ à partir des constantes optiques $m = n + ik$ (calculées en laboratoire) pour de l'aluminium amorphe compact, et en utilisant un modèle simple de sphères homogènes dans la limite de Rayleigh des petites particules. D'après Bohren & Huffman (1983) le coefficient d'absorption dans cette limite est donné par :

$$C_{\text{abs}} = \frac{6\pi}{\lambda} V \text{Im} \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2} \right) \quad (3.7)$$

où $V = 4/3\pi a^3$ avec a le rayon de la sphère et $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$. Les constantes optiques sont reliées à ε par les relations (Bohren & Huffman 1983) :

$$\varepsilon' = n^2 - k^2 \quad \varepsilon'' = 2nk$$

Puis j'ai calculé l'opacité pour une distribution en taille des particules de type MRN (taille de 5 nm à 250 nm comme O94) et une densité $\rho = 2.5\ \text{g cm}^{-2}$:

$$\kappa_\lambda = \frac{\int C_{\text{abs}} a^{-3.5} da}{\rho \int V a^{-3.5} da} \quad (3.8)$$

Cette opacité a ensuite été utilisée dans l'équation 3.6 pour ajuster l'excès IR en supposant que l'enveloppe est principalement composée d'oxyde d'aluminium. J'ai obtenu $\beta = 1.6 \pm 0.4 \times 10^{-19}\ \text{kg m}^{-2}$. La température et la masse totale de l'enveloppe sont présentées dans la Table 3.5. Cependant, des mesures photométriques supplémentaires sont nécessaires pour mieux contraindre ces paramètres.

3.5.5.3 X Sgr

Pour cette étoile, j'ai collecté les données B et V des courbes de lumière de Kervella et al. (2004b, ci-après K04, données déjà corrigées de l'extinction interstellaire) et de M84, pour une phase intermédiaire $\phi = 0.72$. Les données J , H et K proviennent de Feast et al. (2008, ci-après F08). Enfin, j'ai recueilli les mesures photométriques de *IRC* ($9\ \mu\text{m}$), *MSX* (8.28, 12.13 et $14.65\ \mu\text{m}$) et *IRAS* ($12\ \mu\text{m}$). La SED est tracée sur la Fig. 3.16.

La Table 3.5 expose les résultats de l'ajustement, pour une même valeur de gravité de surface que précédemment. Je trouve un diamètre angulaire qui est 13 % et 3σ plus petit que le diamètre moyen $\theta_{\text{LD}} = 1.47 \pm 0.04\ \text{mas}$ mesuré par Kervella et al. (2004d). Toutefois, l'amplitude de pulsation de cette étoile est de $\sim 9\%$ en diamètre (M05). A contrario, notre estimation est cohérente avec $\theta_{\text{LD}} = 1.31 \pm 0.12\ \text{mas}$ évalué à partir de la parallaxe (Benedict et al. 2007) et du diamètre linéaire (F08) à cette phase de pulsation. Notons également que K04

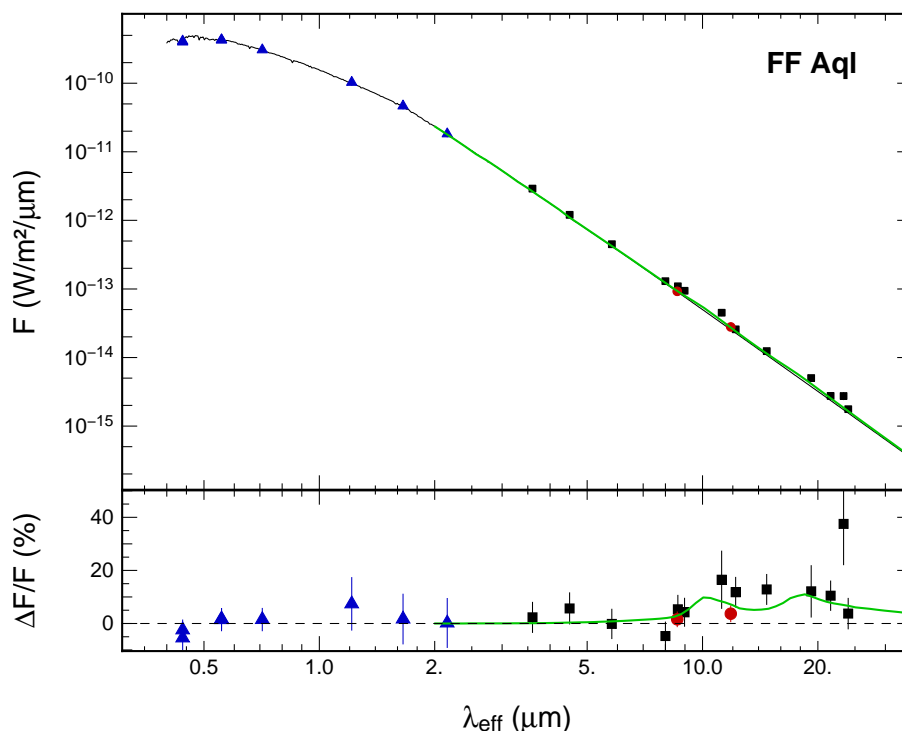


Fig 3.14 – **Distribution spectrale d'énergie de FF Aql** : la ligne continue noire représente le spectre synthétique superposé aux points de mesures photométriques. Nos données *VISIR* sont tracées en rouge. Les triangles bleus indiquent les points utilisés pour l'ajustement de la SED. La courbe en vert correspond au modèle de densité de flux. La fenêtre du bas représente la différence de flux relative (relative au modèle photosphérique), intégrée sur la bande passante de chaque filtre.

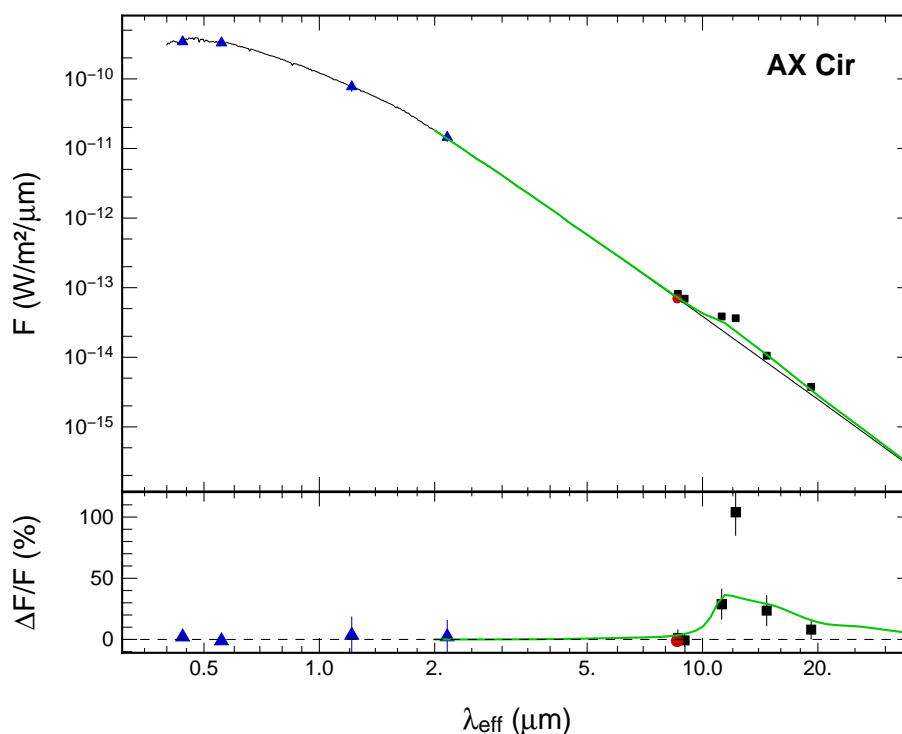


Fig 3.15 – **Distribution spectrale d'énergie de AX Cir** : la légende est identique à la Fig. 3.14.

n'ont utilisé qu'un modèle de disque assombri pour décrire leurs données et que la présence d'une enveloppe engendre une surestimation du diamètre stellaire. C'est l'explication la plus probable à cette divergence.

Nos données *VISIR* indiquent une émission IR de l'ordre de 5–15 % (voir Table 3.4). On remarque certaines pics autour de $10\ \mu\text{m}$ qui pourraient être caractéristiques de silicate et/ou carbone. J'ai donc utilisé la table d'opacité de O94 pour ajuster le modèle de l'équation 3.6. L'ajustement a donné $\beta = 5.6 \pm 0.9 \times 10^{-19}\ \text{kg m}^{-2}$ ainsi que la température et la masse totale de l'enveloppe présentées dans la Table 3.5. Encore une fois, des données à d'autres longueurs seraient utiles pour mieux contraindre ces paramètres.

3.5.5.4 $\eta\ \text{Aql}$

J'ai recueilli les données B, V, J, H et K de K04, M84 et Barnes et al. (1997), à partir de l'ajustement des courbes de lumière pour une phase $\phi = 0.47$. Pour les longueurs d'onde plus grandes, j'ai collecté les flux *IRAS* (12 et $25\ \mu\text{m}$) et un spectre *Spitzer/IRS* allant de 5 à $35\ \mu\text{m}$ (Ardila et al. 2010). La SED est présentée sur la Fig. 3.17 avec le spectre *Spitzer* en violet. Ce spectre a été mesuré à une phase $\phi = 0.42$, assez proche de notre phase intermédiaire pour ne pas tenir compte de l'incertitude additionnelle liée à la discordance de phase. Dans la fenêtre du bas de la Fig. 3.17, seul une valeur tout les $15\ \mu\text{m}$ a été placée pour la clarté du graphe. J'ai également rajouté les mesures de flux avec *Spitzer* de M10 (en gris sur le graphe), mais elles sont significativement plus faibles que la SED de l'étoile, évaluée à partir des flux visibles et proche infrarouge. Pour cette raison, j'ai préféré ne pas les inclure dans l'ajustement.

L'ajustement du modèle stellaire, avec $\log g = 1.8$ (Luck & Andrievsky 2004), donne des valeurs cohérentes (Table 3.5) avec celles d'autres travaux. Le diamètre angulaire est en bon accord avec Kervella et al. ($\theta_{\text{LD}} = 1.87 \pm 0.03\ \text{mas}$, 2004d), à cette phase de pulsation, et également avec le diamètre moyen de Groenewegen ($\theta_{\text{LD}} = 1.76 \pm 0.09\ \text{mas}$, 2008). De même, notre température effective est seulement 1 % plus petite que celle estimée par Luck & Andrievsky ($T_{\text{eff}} = 5508 \pm 40\ \text{K}$ 2004).

D'après le spectre *IRS*, $\eta\ \text{Aql}$ semble posséder un faible excès infrarouge, avec un excès de flux relatif (à la photosphère) de $4.7 \pm 1.5\%$ à $5.3\ \mu\text{m}$ et de $9.2 \pm 1.8\%$ à $34.7\ \mu\text{m}$. Les mesures photométriques *VISIR* suivent la même tendance avec un ordre de grandeur identique (Table 3.4). Il n'y a pas de pics d'émission liés à la présence de silicate, j'ai donc fait l'hypothèse que l'enveloppe est principalement composée de carbone amorphe. Pour le modèle d'enveloppe optiquement mince (Equ. 3.6), j'ai calculé l'opacité κ_{λ} en utilisant le même modèle (sphères homogènes) et les mêmes hypothèses que pour AX Cir (Equ. 3.7 et 3.8), avec les constantes optiques du carbone amorphe données par Preibisch et al. (1993). L'ajustement de ce modèle est représenté en vert sur la Fig. 3.17, la température et la masse totale de l'enveloppe sont listées dans la Table 3.5.

3.5.5.5 $W\ \text{Sgr}$

Pour cette étoile, la photométrie B et V provient des courbes de lumière de K04 et B08 (à une phase intermédiaire $\phi = 0.48$). Les irradiances supplémentaires proviennent des instruments *DENIS* (J et K_s), *Spitzer* (3.6, 4.5, 5.8, 8 et $24\ \mu\text{m}$ de M10), *IRC* (9 et $18\ \mu\text{m}$), *MSX* (8.28, 12.13, 14.65 et $21.34\ \mu\text{m}$) et *IRAS* (12 μm). La Fig. 3.18 représente la SED de $W\ \text{Sgr}$.

La température effective donnée par l'ajustement du modèle stellaire (Table 3.5) est en accord à 2 % avec $T_{\text{eff}} = 5535 \pm 51\ \text{K}$ de Luck & Andrievsky (2004) pour une phase de pulsation

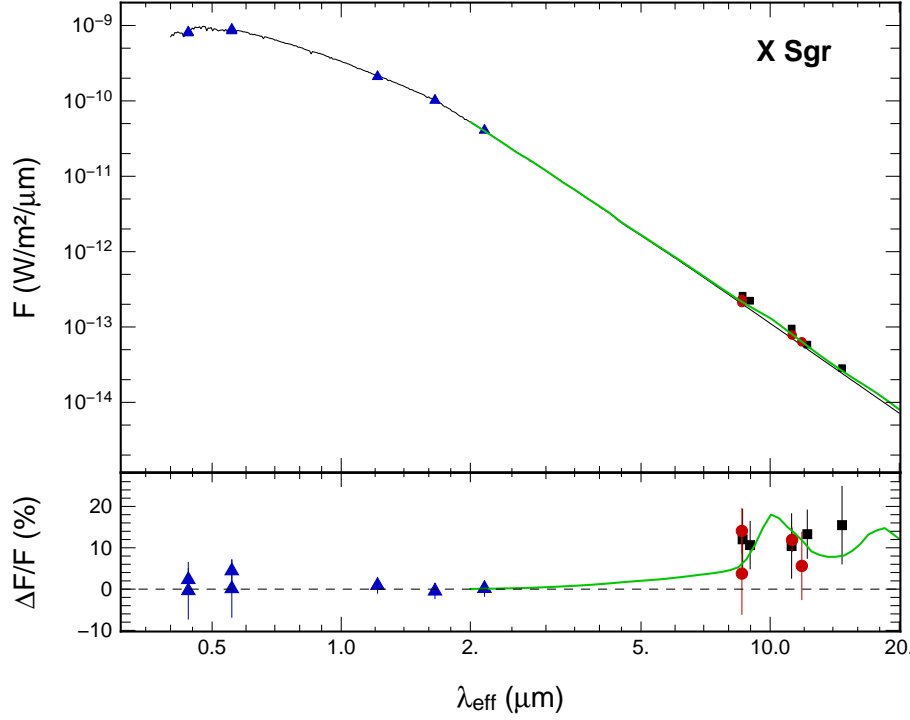


Fig 3.16 – Distribution spectrale d'énergie de X Sgr : la légende est identique à la Fig. 3.14.

Étoile	ϕ	$\log g$	θ_{LD} (mas)	T_{eff} (K)	M_{env} (M_{\odot})	T_{env} (K)	χ^2
FF Aql	0.62	2.05	0.86 ± 0.03	5890 ± 235	$1.8 \pm 0.5 \times 10^{-9}$	539 ± 53	0.41
AX Cir	0.27	2.00	0.76 ± 0.03	5911 ± 184	$7.4 \pm 5.9 \times 10^{-10}$	712 ± 61	0.42
X Sgr	0.72	2.00	1.30 ± 0.04	5738 ± 314	$3.0 \pm 0.6 \times 10^{-9}$	703 ± 52	0.74
η Aql	0.47	1.80	1.86 ± 0.12	5431 ± 498	$1.0 \pm 0.7 \times 10^{-8}$	545 ± 60	1.01
W Sgr	0.48	1.70	1.14 ± 0.06	5632 ± 162	$1.7 \pm 0.4 \times 10^{-9}$	853 ± 55	1.45
Y Oph	0.73	1.80	1.24 ± 0.05	5870 ± 387	$3.9 \pm 0.8 \times 10^{-9}$	1419 ± 148	1.49
U Car	0.49	1.20	0.90 ± 0.02	4823 ± 52	$4.4 \pm 2.1 \times 10^{-9}$	746 ± 94	0.70
SV Vul	0.04	1.40	0.76 ± 0.01	5744 ± 144	$3.9 \pm 7.4 \times 10^{-8}$	620 ± 50	1.13
R Sct	0.48	0.00	1.74 ± 0.06	4605 ± 119	–	1486 ± 335	1.79
					–	772 ± 82	
AC Her	0.14	0.50	0.30 ± 0.02	5711 ± 293	–	286 ± 32	0.91
κ Pav	0.90	1.20	1.09 ± 0.05	6237 ± 119	$9.9 \pm 2.5 \times 10^{-10}$	695 ± 36	0.30

TABLE 3.5 – Résultats de l'ajustement de la SED : ϕ représente la phase de pulsation, θ_{LD} et T_{eff} sont les paramètres photosphériques ajustés tandis que T_{env} est la température ajustées de l'enveloppe. M_{env} est la masse totale (gaz + poussières) de l'enveloppe. M_{env} a été estimée en supposant un rapport gaz/poussière ~ 100 . Pour R Sct, la première ligne dénote la composante compacte. Le χ^2 a été estimé sur l'ajustement du flux photosphérique. $\log g$ est la gravité effective.

similaire et un $\log g = 1.7$ du même auteur. Le diamètre angulaire quant à lui est 15 % et 2σ plus petit que celui mesuré par K04 (1.31 ± 0.04 mas) à cette phase de pulsation, alors qu'il est en accord avec le diamètre moyen $\overline{\theta}_{LD} = 1.17 \pm 0.11$ mas estimé par Bersier et al. (1997) basé sur la photométrie. L'explication de la divergence avec les mesures interférométriques de K04 est la même que pour X Sgr, le diamètre peut être surestimé à cause de la présence de l'enveloppe.

La photométrie *Spitzer* est cohérente avec une distribution de corps noir, comme conclu par M10. Au contraire, notre photométrie *VISIR* montre un excès de l'ordre de 15 % (Table 3.4) et la tendance est identique pour les mesures *IRC* (à $9 \mu\text{m}$) et *MSX* (à 8.28 , 12.13 et $14.65 \mu\text{m}$). Cela pourrait refléter une composition particulière de la matière présente autour de l'étoile. Comme pour AX Cir, la SED ne montre pas d'excès autour de $20 \mu\text{m}$, j'ai donc rejeté la présence de grains de silicate et supposé une enveloppe composée d'oxyde d'aluminium. J'ai utilisé le même modèle d'opacité que AX Cir pour ajuster aux mesures $> 3 \mu\text{m}$ l'équation 3.6. Le résultat de l'ajustement est listé dans la Table 3.5 et représenté en vert sur la Fig.3.18.

3.5.5.6 Y Oph

J'ai estimé la magnitude des bandes *B* et *V* à partir des courbes de lumière de B08 et M84 et la magnitude des bandes *J*, *H* et *K* des courbes de lumière de Laney & Stoble (1992), pour une phase intermédiaire $\phi = 0.73$. D'autres mesures photométriques proviennent de *Spitzer* (3.6 , 4.5 , 5.8 , 8.0 et $24 \mu\text{m}$ de M10), *IRC* ($9 \mu\text{m}$) et *IRAS* (12 et $25 \mu\text{m}$). La distribution spectrale d'énergie est tracée sur la Fig. 3.19.

La Table 3.5 expose les résultats de l'ajustement, avec $\log g = 1.8$ de L08. Ces mêmes auteurs donnent une température effective $T_{\text{eff}} = 5800 \pm 148$ K qui est seulement 1 % plus faible que notre estimation. De même pour le diamètre angulaire, qui est en parfait accord avec celui estimé par Mérand et al. ($\theta_{LD} = 1.24 \pm 0.01$ mas, 2007), à la même phase de pulsation.

La photométrie *VISIR* indique un excès IR de l'ordre de 5 % (Table 3.4). Ce résultat est cohérent avec les mesures de Mérand et al. (2007) où une enveloppe a été détecté en bande *K* avec une contribution relative de 5.0 ± 2.0 %. Comme le spectre présente des pics autour de $10 \mu\text{m}$ et $20 \mu\text{m}$, j'ai choisi d'ajuster le modèle de l'équation 3.6 en utilisant la table d'opacité de O94 pour une enveloppe composée de silicate et de carbone. Le modèle est tracé sur la Fig. 3.19 (en vert). La température ajustée de l'enveloppe et sa masse totale sont présentées dans la Table 3.5. En comparaison des autres Céphéides, cette enveloppe semble plus chaude, indicatif d'une localisation proche de l'étoile et subissant un éventuel chauffage par ses radiations.

3.5.5.7 U Car

Les courbes de lumière de B08 et Coulson & Caldwell (1985) ont été utilisées pour estimer la magnitude des bandes *B* et *V*, à une phase intermédiaire $\phi = 0.63$. J'ai également collecté les données photométriques *J*, *H* et *K* de Laney & Stoble (1992), *IRC* (9 et $18 \mu\text{m}$), *MSX* (8.28 , 12.13 et $14.65 \mu\text{m}$) et *Spitzer* (3.6 , 4.5 , 5.8 , 8.0 et $24 \mu\text{m}$ de M10). La SED est présentée sur la Fig. 3.20.

Les résultats des modèles de Castelli & Kurucz (2003) ajustés aux données photométriques sont listés dans la Table 3.5, pour une gravité effective $\log g = 1.2$ d'après Romaniello et al. (2008, estimée à une phase $\phi = 0.49$, mais comme indiqué précédemment, la photométrie à bande large est quasiment insensible à ce paramètre). Mon estimation du diamètre angulaire est cohérente à un niveau de 5 % (et à 1σ) avec celui estimé par Groenewegen (0.94 ± 0.05 mas,

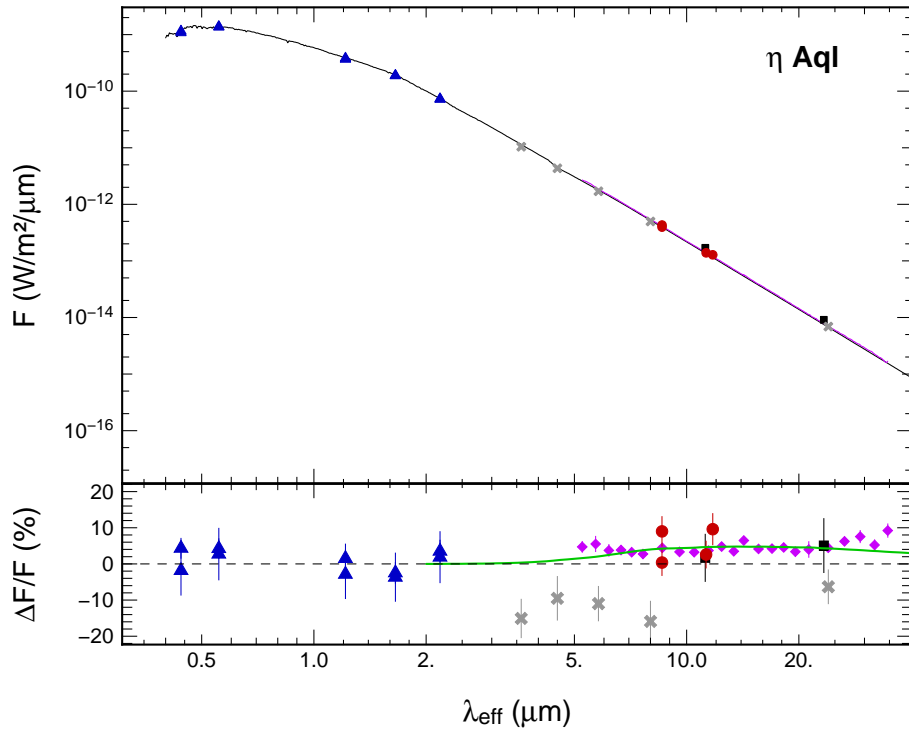


Fig 3.17 – **Distribution spectrale d'énergie de η Aql** : la légende est identique à la Fig. 3.14. Le spectre IRS est superposé en violet. Les points en gris sont les mesures de M10.

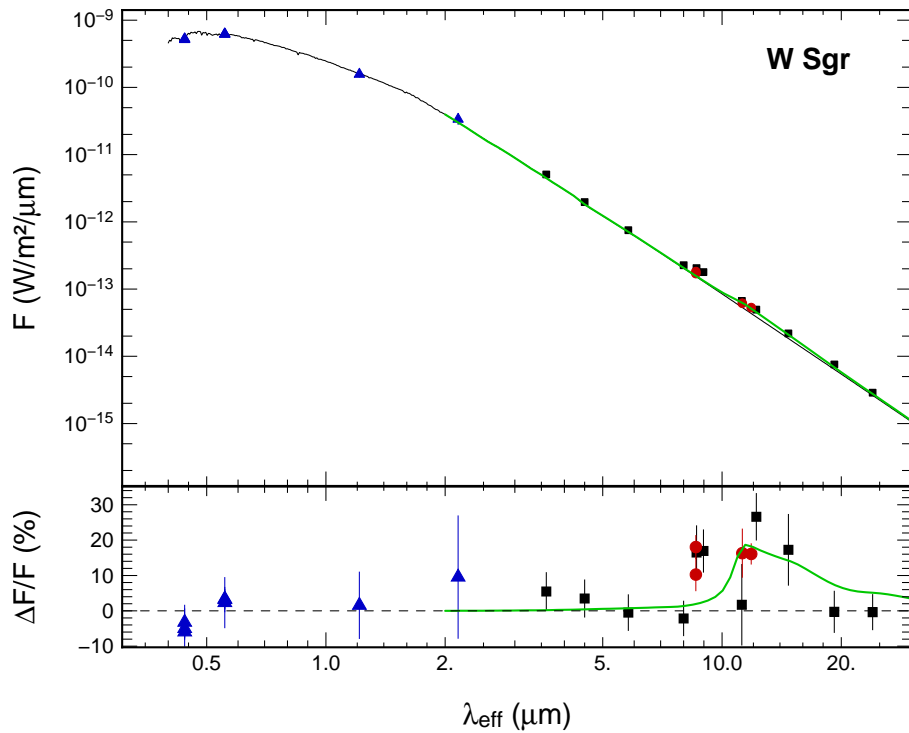


Fig 3.18 – **Distribution spectrale d'énergie de W Sgr** : la légende est identique à la Fig. 3.14.

2008). Par contre, la température effective n'est pas en accord avec la valeur moyenne $T_{\text{eff}} = 5980$ K estimée par Romaniello et al. (2008) à partir des abondances en métaux. Par ailleurs, si on se base sur une relation couleur-température, $\log T_{\text{eff}} = 3.837 - 0.108(B - V)_0$ (Fry & Carney 1999), on trouve $T_{\text{eff}} \sim 4800$ K, plus cohérente avec mon estimation. Cela rend la valeur de Romaniello et al. (2008) un peu douteuse.

Un important excès IR est mesuré sur les images VISIR (Table 3.4). C'est également le cas à des longueurs d'onde plus grandes où l'on atteint $37.5 \pm 6.9\%$ à $24 \mu\text{m}$. Pour cette étoile, j'ai également utilisée la table d'opacité de O94 pour ajuster l'équation 3.6. Je présente les résultats de cet ajustement dans la Table 3.5 et la Fig. 3.20. Notons toutefois que cet excès pourrait être affecté par l'émission du cirrus interstellaire présent dans la région de cette étoile (Barmby et al. 2011).

3.5.5.8 SV Vul

Toujours à partir des courbes de lumière, j'ai estimé les magnitudes B et V d'après les mesures de B08 et M84, et les magnitudes J, H et K d'après les données de Barnes et al. (1997) et Laney & Stoble (1992). Les mesures infrarouges supplémentaires proviennent des instruments IRC (9 et $18 \mu\text{m}$), MSX (8.28, 12.13 et $14.65 \mu\text{m}$) et IRAS ($12 \mu\text{m}$). La distribution spectrale d'énergie de SV Vul est représentée sur la Fig. 3.21.

L'ajustement du modèle d'atmosphère stellaire a été effectué en fixant $\log g = 1.4$ d'après Kovtyukh et al. (2005) et les résultats sont exposés dans la Table 3.5. La température effective que nous trouvons est seulement 4 % et 1.4σ plus petite que $T_{\text{eff}} = 5977 \pm 32$ K estimée par Kovtyukh et al. (2005). Le diamètre angulaire est également en accord avec Groenewegen (2008, 0.80 ± 0.05 mas), qui est seulement 5 % plus petit mais à 1σ .

Un excès IR est également détecté dans les filtres PAH1 et SIC (Table 3.4). Un excès est aussi visible aux autres longueurs d'onde, jusqu'à $26.7 \pm 6.6\%$ à $18 \mu\text{m}$ avec IRC. Cela indique sans doute la présence d'une enveloppe circumstellaire autour de cette Céphéide. Pour $\lambda > 3 \mu\text{m}$, j'ai ajusté le même modèle que précédemment (Equ. 3.6) avec l'opacité de O94. La courbe est présentée sur la Fig. 3.21 (en vert) et les paramètres dans la Table 3.5. L'incertitude sur l'estimation de la masse totale est due à l'incertitude sur la mesure de la parallaxe (Table 3.2). D'autres mesures photométriques, entre 3 et $8 \mu\text{m}$ par exemple, sont nécessaires pour mieux contraindre cette émission infrarouge.

3.5.6 Distribution spectrale d'énergie des Céphéides de type II

Dans cette section, les mêmes méthodes que pour les Céphéides classiques sont utilisés. Ces étoiles sont connues pour leur émission infrarouge et nous serviront à valider la méthode et le modèle d'estimation de l'excès IR.

3.5.6.1 R Sct

Cette RV Tauri est souvent distinguée des autres par sa pulsation irrégulière et sa grande amplitude. Plusieurs auteurs (par exemples Goldsmith et al. 1987; Giridhar et al. 2000; De Ruyter et al. 2005) ont étudié sa composante circumstellaire, source d'un excès IR bien connu.

J'ai récolté les données photométriques B, V, J, H et K de Shenton et al. (1994) à la phase de pulsation $\phi = 0.48$. J'ai en plus utilisé les flux mesurés par les instruments IRC (9 et $18 \mu\text{m}$), IRAS ($12 \mu\text{m}$) et MSX (8.28, 12.13, 14.65 et $21.34 \mu\text{m}$). Je présente la distribution spectrale d'énergie sur la Fig. 3.22.

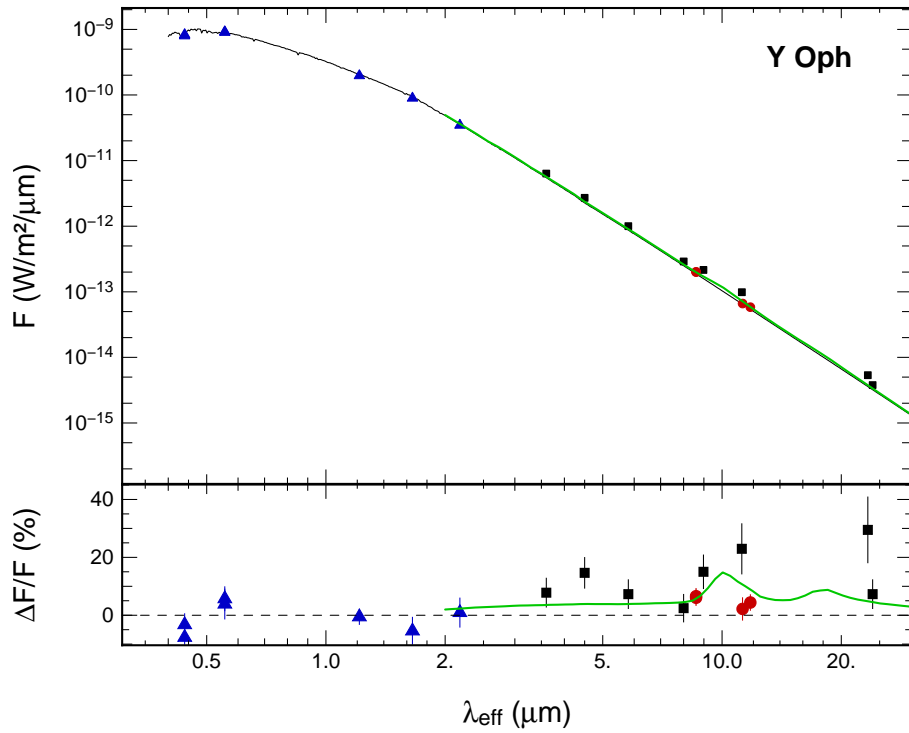


Fig 3.19 – Distribution spectrale d'énergie de Y Oph : la légende est identique à la Fig. 3.14.

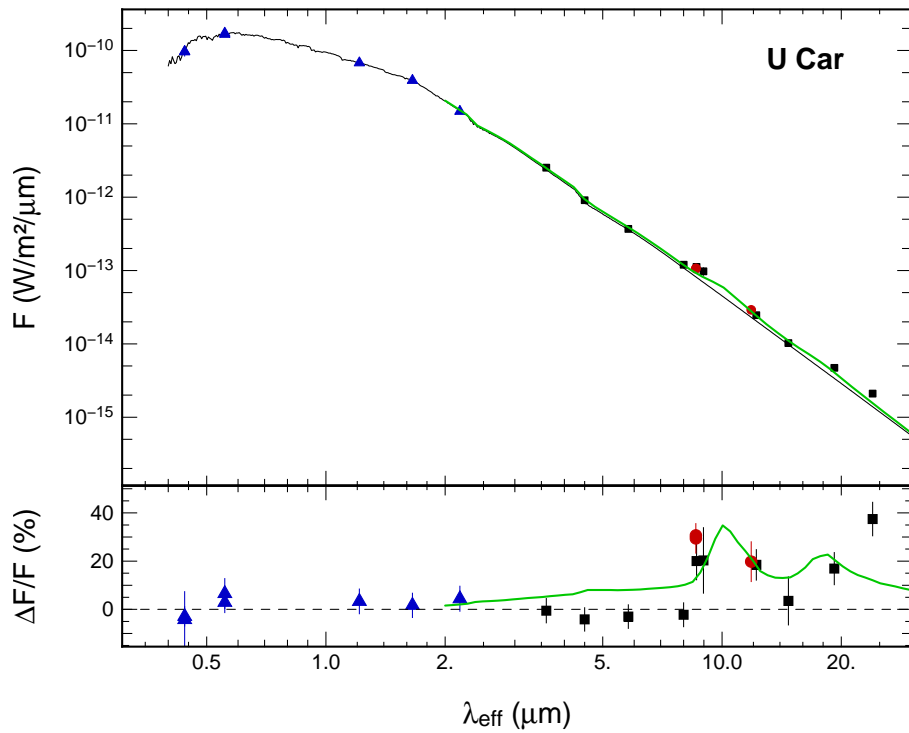


Fig 3.20 – Distribution spectrale d'énergie de U Car : la légende est identique à la Fig. 3.14.

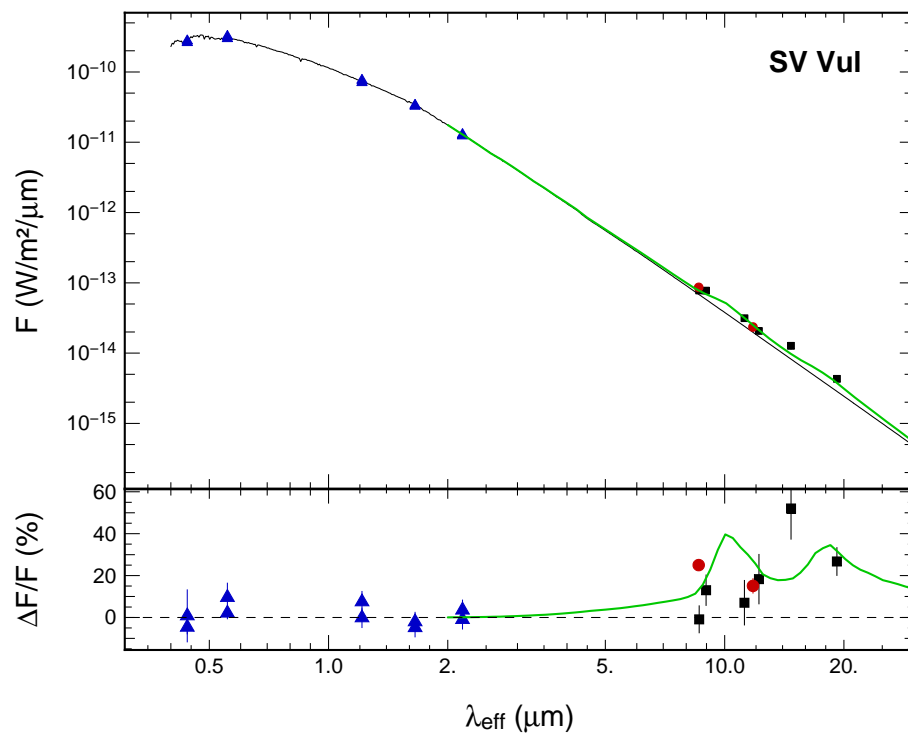


Fig 3.21 – Distribution spectrale d'énergie de SV Vul : la légende est identique à la Fig. 3.14.

Nom	MJD	Filtre	Irradiance ($\text{W/m}^2/\mu\text{m}$)	Irradiance (Jy)	Excès (%)
R Sct	54 610.236	PAH1	$6.74 \pm 0.16 \times 10^{-13}$	16.6 ± 0.4	134 ± 6
	54 611.189	PAH1	$7.05 \pm 0.17 \times 10^{-13}$	17.4 ± 0.4	145 ± 6
	54 610.243	PAH2	$2.56 \pm 0.06 \times 10^{-13}$	10.8 ± 0.3	153 ± 7
	54 611.196	SiC	$2.24 \pm 0.06 \times 10^{-13}$	10.3 ± 0.3	158 ± 7
AC Her	54 610.349	PAH1	$9.18 \pm 0.25 \times 10^{-13}$	22.6 ± 0.6	8273 ± 228
	54 611.340	PAH1	$9.40 \pm 0.23 \times 10^{-13}$	23.2 ± 0.6	8473 ± 210
	54 610.357	PAH2	$10.1 \pm 0.28 \times 10^{-13}$	42.8 ± 1.2	26705 ± 743
	54 611.347	SiC	$8.33 \pm 0.21 \times 10^{-13}$	38.4 ± 1.0	25586 ± 647
κ Pav	54 611.227	PAH1	$1.93 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	4.75 ± 0.12	22.2 ± 3.2
	54 611.235	SiC	$5.39 \pm 0.14 \times 10^{-14}$	2.48 ± 0.06	15.3 ± 3.0

TABLE 3.6 – Irradiances mesurées par photométrie des Céphéïdes de type II : Les flux ont été mesurés sur une ouverture de $1.30''$. L'excès est relatif au modèle photosphérique de l'étoile.

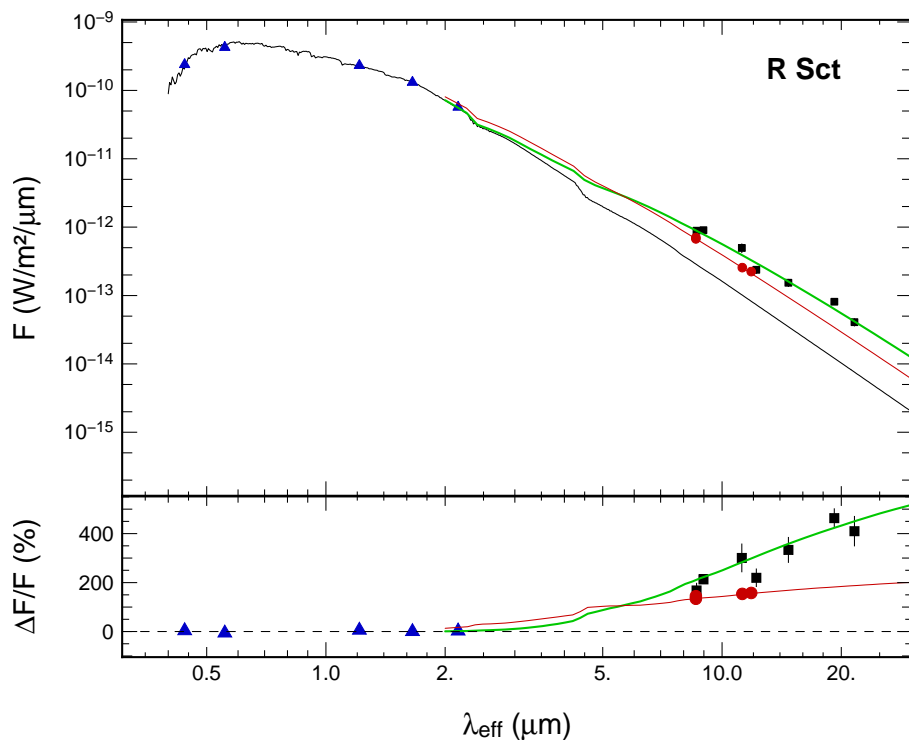


Fig 3.22 – **Distribution spectrale d'énergie de R Sct** : la légende est identique à la Fig. 3.14. Deux composantes sont distinguées : la courbe en vert représente le modèle de l'équation 3.6 pour la composante large, tandis que la courbe en rouge représente la composante compacte.

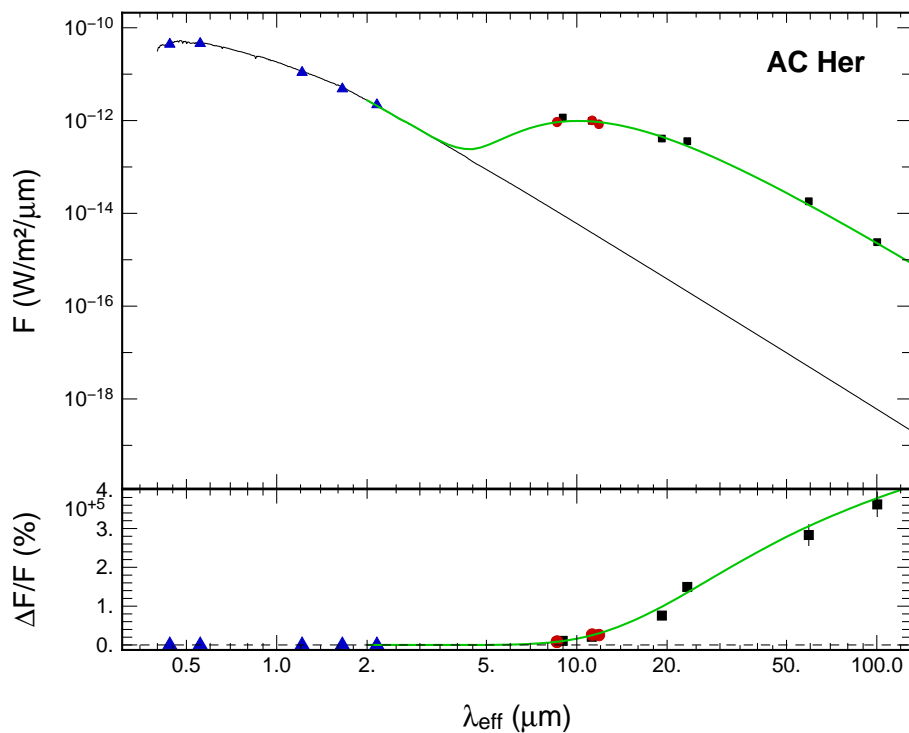


Fig 3.23 – **Distribution spectrale d'énergie de AC Her** : la légende est identique à la Fig. 3.14.

J'ai ajusté la composante stellaire avec $\log g = 0.0$ donnée par Giridhar et al. (2000). Comme on pouvait s'y attendre, nous détectons un important excès infrarouge dans nos trois filtres (Table 3.6). La température effective évaluée par l'ajustement (Table 3.5) est cohérente à 2 % avec Giridhar et al. (2000), qui donnent $T_{\text{eff}} = 4500$ K (à une phase $\phi = 0.44$ recalculée avec les éphémérides de la Table 3.2). Shenton et al. (1994) trouvent également une température effective de 4500 K à une phase $\phi = 0.49$. En couplant une estimation du rayon de l'étoile de Shenton et al. ($R_{\star} = 81 R_{\odot}$, 1994), avec la mesure de parallaxe d'Hipparcos ($d = 431$ pc), on trouve un diamètre angulaire de ~ 1.79 mas. Cette valeur est en accord à 3 % avec mon estimation présentée dans la Table 3.5.

Pour la composante circumstellaire, j'ai supposé un milieu optiquement épais. Le flux observé peut alors être ajusté par la fonction suivante :

$$F_{\lambda} = A B_{\lambda}(T_d) \quad (3.9)$$

où A est un paramètre contenant l'angle solide et l'émissivité de l'enveloppe.

En regardant d'un peu plus près la SED, il semble que mes valeurs soient légèrement plus faibles que les autres, et on pourrait même distinguer deux distributions d'intensités distinctes. Une composante supplémentaire plus compacte est probablement détectée avec *VISIR*. Ceci est une explication plausible car la résolution angulaire avec *VISIR* en bande N est plus grande que celle d'*AKARI* et *IRAS*. J'ai donc décidé d'ajuster deux distributions suivant le modèle de l'équation 3.6 : une composante chaude et compacte détectée par la photométrie *VISIR* et une composante plus grande détectée par les autres données. Ces deux composantes sont représentées sur la Fig. 3.22 par la courbe en vert et en rouge. L'ajustement de la composante compacte (courbe rouge) donne $T_{\text{env}} = 1486 \pm 335$ K (Table 3.5), et est probablement chauffée par les radiations issues de la photosphère de l'étoile. L'autre composante (courbe verte) est plus froide avec $T_{\text{env}} = 772 \pm 82$ K. Notons que Taranova et al. (2010) ont probablement mesuré la composante la plus large car le résultat de leur modélisation donne une température de l'enveloppe de $T_{\text{env}} = 800 \pm 50$ K, compatible avec mon estimation.

3.5.6.2 AC Her

L'important excès infrarouge causé par l'émission thermique des poussières autour de cette étoile a été étudié par de nombreux auteurs (par exemple De Ruyter et al. 2005). Comme pour R Sct, l'objectif est de vérifier que nos mesures photométriques avec *VISIR* sont cohérentes aux autres données.

Les données photométriques B, V, J, H et K proviennent de Shenton et al. (1992), à la phase $\phi = 0.14$. D'autres mesures de flux ont été collectées d'après les instruments *IRC* (9 et 18 μm) et *IRAS* (12, 25, 60 et 100 μm). Ces points sont exposés sur la Fig. 3.23.

Un excès infrarouge est clairement détecté et mes mesures photométriques sont situées au maximum de la densité spectrale d'énergie (Table 3.6). Les mêmes modèles que précédemment sont ajustés à cette SED : un modèle photosphérique et un modèle d'enveloppe circumstellaire. Pour le modèle stellaire, j'ai choisi $\log g = 0.5$ d'après Van Winckel et al. (1998). Les paramètres stellaires déduits de l'ajustement sont exposés dans la Table 3.5. La température effective est cohérente avec la valeur moyenne $T_{\text{eff}} \sim 5400$ K de Taranova et al. (2010, en utilisant $T_{\odot} = 5800$ K). Quant au diamètre angulaire, il est également en accord avec $\theta_{\text{LD}} = 0.29$ mas de Shenton et al. (1992, en utilisant $R = 23.6 R_{\odot}$ et $d = 750$ pc de Taranova et al. 2010).

L'enveloppe a été ajustée avec le modèle de l'équation 3.9, en supposant un milieu

optiquement épais (courbe verte de la Fig. 3.23). La température ajustée est listée dans la Table 3.5 avec $A = 92.0 \pm 6.9 \text{ mas}^2$. Il est difficile de comparer ces résultats avec d'autres valeurs de la littérature car de nombreuses estimations issues de divers modèles existent. Par exemple, en utilisant un modèle de disque, Gielen et al. (2007) ont estimé une température des poussières de 170 K avec un rayon interne $R_{\text{in}} = 50 \text{ mas}$ et externe $R_{\text{ext}} = 428 \text{ mas}$ (utilisant une distance $d = 1400 \text{ pc}$). D'un autre côté, ces paramètres diffèrent de De Ruyter et al. (2005) qui ont estimé $R_{\text{in}} = 22 \text{ mas}$ et $R_{\text{ext}} = 397 \text{ mas}$, en supposant un modèle de coquille sphérique. Alcolea & Bujarrabal (1991) ont également ajusté un modèle de coquille sphérique et ont trouvé $R_{\text{in}} = 76 \text{ mas}$ et $R_{\text{ext}} = 3330 \text{ mas}$, avec une température d'enveloppe de 360 K. Pour finir, Close et al. (2003) ont étudié AC Her en imagerie haute-résolution avec optiques adaptatives en infrarouge moyen et n'ont pas détecté de structure plus grande que 200 mas. En conclusion, cette étoile nécessite un effort observationnel important si l'on souhaite contraindre les modèles de SED. Nous verrons dans une prochaine section que j'aboutis à la même limite que Close et al. (2003) en terme de taille angulaire.

3.5.6.3 $\kappa \text{ Pav}$

Pour cette dernière étoile, j'ai estimé les magnitudes V, J, H et Ks d'après les courbes de lumière de F08. Les flux en infrarouge moyen et lointain ont été mesurés par les instruments IRC (9 et $18 \mu\text{m}$) et IRAS (12 et $25 \mu\text{m}$). La distribution spectrale d'énergie est illustrée sur la Fig. 3.24.

La gravité effective est fixée à $\log g = 1.2$ d'après Luck & Bond (1989) pour l'ajustement du spectre stellaire. Mon estimation du diamètre (Table 3.5) est en très bon accord avec celui estimé par F08 ($\theta_{\text{LD}} = 1.04 \pm 0.04 \text{ mas}$, avec $d = 204 \pm 6 \text{ pc}$ et à la phase $\phi = 0.90$). Par contre, la température effective est 9 % plus grande que Luck & Bond (1989) qui ont estimé $T_{\text{eff}} \sim 5750 \text{ K}$ (à une phase $\phi = 0.94$ légèrement différente), d'après des mesures d'abondances métalliques. Outre une estimation de température à des phases différentes pouvant expliquer cette différence, il est intéressant de noter que cette étoile est classée comme une Céphéide de type II particulier. Elle est plus brillante et possède une courbe de lumière distincte des types II normaux ayant une même période de pulsation (voir par exemple Matsunaga et al. 2009). La température a pu légèrement varier entre 1980 et 2008.

Un excès infrarouge de l'ordre de 20 % est également détecté pour cette Céphéide (Table 3.6). Cette excès tend à augmenter avec la longueur d'onde, comme le montre la Fig. 3.24, menant à l'hypothèse de la présence d'une enveloppe. Les points de mesures photométriques $> 3 \mu\text{m}$ ont été ajustés par la distribution d'intensité introduite précédemment, c'est à dire que j'ai considéré une enveloppe optiquement mince (Equ. 3.6). On constate encore quelques caractéristiques de grains de silicate et de carbone dans le spectre, j'ai donc utilisé la table d'opacité de O94 pour l'ajustement. La masse totale et la température de l'enveloppe sont présentées dans la Table 3.5. Le modèle est tracé en vert sur la Fig. 3.24.

Cette section, consacrée aux excès infrarouges, à montrer que sur notre échantillon de 11 Céphéides, 10 présentent une émission infrarouge supplémentaire. Une explication probable serait que cette émission provienne des gaz et poussières présents à l'intérieur d'une enveloppe circumstellaire. Le mécanisme de formation de ces enveloppes pourrait être lié à la perte de masse via le mécanisme de pulsation et des ondes de choc se produisant dans l'atmosphère des Céphéides. Enfin, bien que d'autres données photométriques sont nécessaires, certaines des Céphéides semblent présenter quelques pics d'émission liés à la présence de silicate et de carbone.

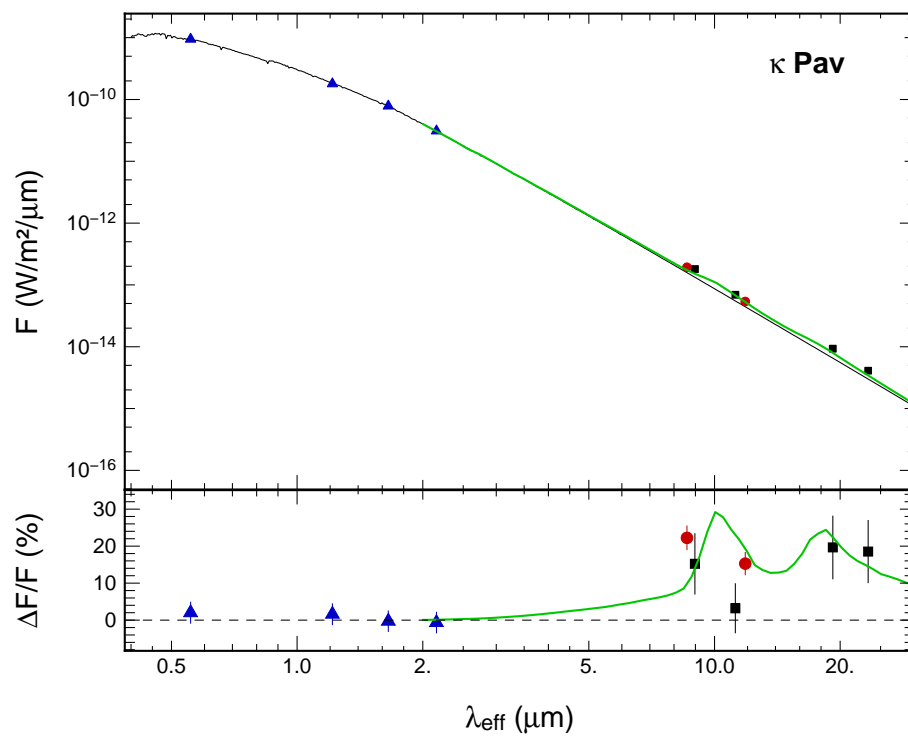


Fig 3.24 – Distribution spectrale d'énergie de κ Pav : la légende est identique à la Fig. 3.14.

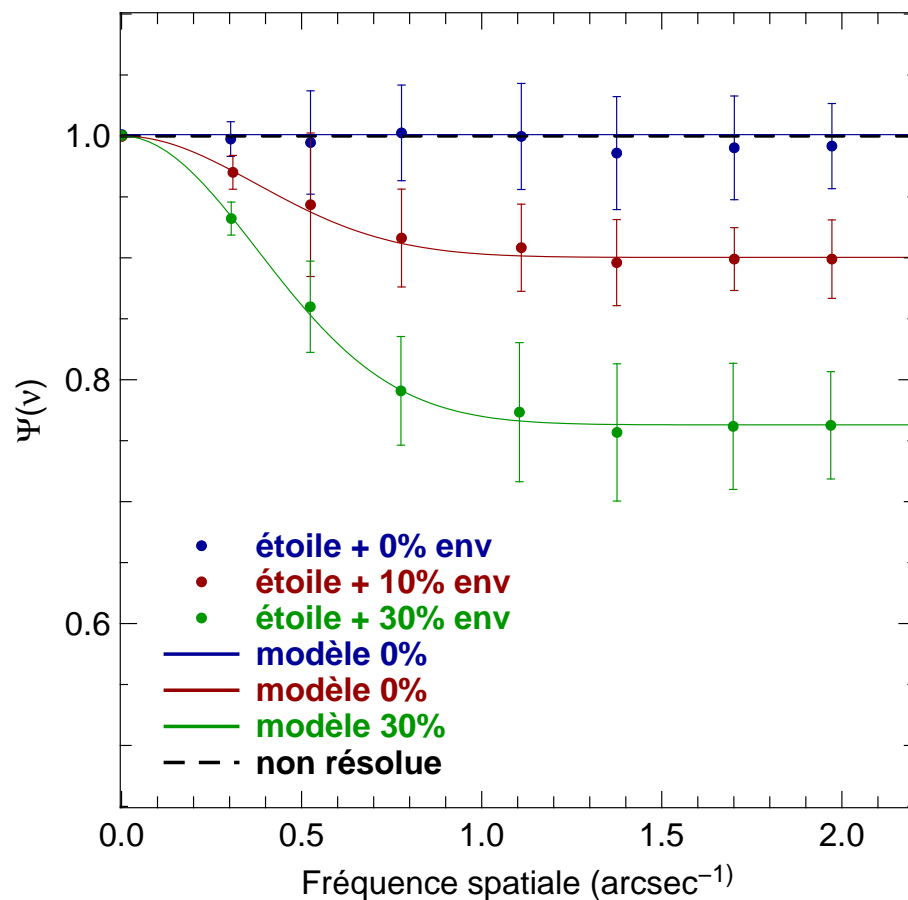


Fig 3.25 – Validation de la technique de Fourier : en bleu, la fonction $\Psi(\nu, \rho_\lambda, \alpha_\lambda)$ résultant de l'analyse de Fourier de l'étoile HD 89682 prise comme source scientifique. Pour valider cette technique, nous avons introduit artificiellement deux enveloppes Gaussiennes ayant un flux relatif de 10 % (en rouge) et de 30 % (en vert) et de largeur à mi-hauteur $1''$. La courbe en tirets représente la visibilité d'une source non résolue.

3.5.7 Technique d'analyse de Fourier

Procédons maintenant à un autre type d'analyse qui consiste à rechercher une éventuelle émission spatialement étendue. Pour cela j'utilise une technique de Fourier similaire dans son principe à la méthode d'étalonnage utilisée en interférométrie longue base. Cette méthode a déjà été utilisée et validée par Kervella et al. (2009) et Kervella & Domiciano de Souza (2006). Elle est basée sur le théorème de Zernike–Van Cittert, qui stipule que la fonction de visibilité complexe est égale à la transformée de Fourier de la distribution spatiale d'intensité, mais nous en parlerons plus en détail dans le Chapitre 4.

Principe

Le principe est de diviser le module de la transformée de Fourier de l'image de la Céphéide (I_{cep}) par celui de l'étoile de référence (I_{ref}) :

$$\Psi(\nu_x, \nu_y) = \left| \frac{\hat{I}_{\text{cep}}(x, y)}{\hat{I}_{\text{ref}}(x, y)} \right|$$

où \hat{I} représente la transformée de Fourier de $I(x, y)$ les coordonnées dans le ciel et (ν_x, ν_y) les fréquences spatiales angulaires. Comme indiqué précédemment, cette équation est équivalente à des observations interférométriques qui fournissent des mesures de la transformée de Fourier de la distribution d'intensité de l'objet observé.

Nous nous ramenons à une dimension en calculant la médiane en anneaux (comme présenté dans le Chapitre 2), c'est à dire la médiane sur un rayon de fréquence spatiale $\nu = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$ pour tout azimuth. La fonction $\Psi(\nu)$ ainsi obtenue est équivalente à une visibilité en interférométrie. Les barres d'erreur de cette fonction ont été estimées par la somme quadratique de la dispersion de $|\hat{I}_{\text{ref}}|$ encadrant chaque étoile et de l'écart quadratique de la fonction $\Psi(\nu)$ sur chaque azimuth et fréquence spatiale. Une éventuelle asymétrie ne serait pas détectée et serait incluse dans les barres d'erreur.

On définit maintenant un modèle d'étoile non résolue entourée par une enveloppe de forme Gaussienne. En prenant la transformée de Fourier de ce modèle, il est possible de récupérer la distribution d'intensité de l'enveloppe. Ce type de modèle a comme expression mathématique :

$$\begin{aligned} \Psi(\nu, \rho_\lambda, \alpha_\lambda) &= \frac{f_\star V_\star + f_{\text{env}} V_{\text{env}}}{f_\star + f_{\text{env}}} \\ &= \frac{1}{1 + \alpha_\lambda} \left[1 + \alpha_\lambda \exp\left(-\frac{(\pi \rho_\lambda \nu)^2}{4 \ln 2}\right) \right] \end{aligned}$$

où l'enveloppe Gaussienne est définie avec une largeur à mi-hauteur ρ_λ et un flux relatif $\alpha_\lambda = f_{\text{env}}(\lambda)/f_\star(\lambda)$, c'est à dire le rapport entre le flux de l'enveloppe et la photosphère de l'étoile. V représente la visibilité et nous avons posé $V_\star = 1$ puisque les étoiles ne sont pas résolues par le télescope.

Validation de la technique

Pour valider la méthode, j'ai utilisé l'étoile HD 89682 observée avec le filtre PAH1 comme cible scientifique, et les étoiles HD 98118 et HD 124294 comme sources de référence (cela correspond aux observations #1, #5, #35 et #41 de la Table 3.3). Comme le montre la courbe bleue de la Fig. 3.25, la fonction Ψ de HD 89682 est identique à 1, comme attendue pour une

source non résolue. Le rapport de flux ajusté est $\alpha = 0.1 \pm 1.1$, alors que la valeur de ρ n'est pas contrainte.

Pour valider cette technique en présence d'une enveloppe de forme Gaussienne, nous avons créé deux images comprenant une source non résolue entourée par une enveloppe de forme Gaussienne. La première image contient une Gaussienne de largeur à mi-hauteur de $1''$ et de rapport de flux $\alpha = 10\%$, tandis que la seconde à un rapport de flux $\alpha = 30\%$ pour une même largeur à mi-hauteur. Ces images ont ensuite été convoluées séparément aux deux observations de HD 89682. Une fonction Ψ est calculée pour chaque nuit avant d'être ensuite moyennée. Enfin, on ajuste le modèle Gaussien et l'on obtient les résultats suivant :

$$\begin{aligned} \rho &= 1.00 \pm 0.28'' \quad \text{et} \quad \alpha = 11.1 \pm 1.9\% && \text{pour le modèle à } 10\% \\ \rho &= 0.99 \pm 0.13'' \quad \text{et} \quad \alpha = 31.1 \pm 4.3\% && \text{pour le modèle à } 30\% \end{aligned}$$

Ces paramètres sont en accord à 1σ avec les valeurs d'entrées, validant ainsi la technique de Fourier. Ces modèles sont tracés sur la Fig. 3.25.

Application aux Céphéïdes

J'ai appliqué l'ajustement en utilisant une simple minimisation du χ^2 sur toutes les images. Je n'ai pas détecté d'émission étendue pour FF Aql, η Aql, U Car (pour le filtre SIC), SV Vul, R Sct, AC Her and κ Pav. Pour ces étoiles, nous pouvons donner une limite supérieure à l'extension de l'enveloppe circumstellaire basée sur la résolution du télescope, soit $1.22\lambda/D \sim 265$ mas.

Les autres Céphéïdes quant à elles montrent une composante résolue par le télescope. La fonction $\Psi(\nu, \rho_\lambda, \alpha_\lambda)$ est tracée pour chaque filtre et chaque étoile sur la Fig. 3.26 et les résultats de l'ajustement sont présentés dans la Table 3.7. On remarque une perte de la visibilité, représentative de la résolution de l'enveloppe circumstellaire.

À partir de la distance radiale ρ estimée avec cet technique, il est possible d'évaluer une limite minimale pour le tau de perte de masse en raisonnant sur le temps t nécessaire au vent stellaire pour atteindre cette distance. Ce type de raisonnement a déjà été appliqué à la Céphéïde δ Cep par Marengo et al. (2010b). En utilisant la vitesse de libération $v_{\text{lib}} \sim 100 \text{ km s}^{-1}$ (Welch & Duric 1988) comme vitesse minimale du vent, j'ai trouvé $t = \rho/v_{\text{lib}} \sim 12\text{--}23$ ans. Avec la masse totale de l'enveloppe évaluée dans la Sect.3.5.5, j'ai estimé un tau de perte de masse minimale $\dot{M} \sim M_{\text{env}}/t \sim 7 \times 10^{-11} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour AX Cir et W Sgr, et $\dot{M} \sim 2 \times 10^{-10} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ pour X Sgr, Y Oph et U Car. Ces valeurs sont comparables à celles prédites par Neilson & Lester (2008, variant de 10^{-10} à $10^{-7} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$) et à celles mesurées par Deasy (1988, allant de 10^{-10} à $10^{-6} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$).

Enfin, la technique de Fourier donne des valeurs d'excès infrarouge qui sont similaires à celles évaluées à partir des SED présentées dans la Sect. 3.5.5 (sauf pour AX Cir). Cette convergence de deux méthodes d'analyses indépendantes nous permet d'avoir une bonne confiance en nos paramètres d'enveloppe que nous avons déterminés.

3.5.8 Discussion

Les Céphéïdes de type I et II sont deux classes distinctes d'étoiles pulsantes. Les Céphéïdes classiques sont connues pour être des étoiles de masse intermédiaire avec une période de pulsation régulière, évoluant comme des étoiles post-séquence principale en phase de combustion centrale de l'hélium. Les types II sont généralement associés à des étoiles de plus faible masse, avec une pulsation irrégulière et étant dans une phase postérieure à la

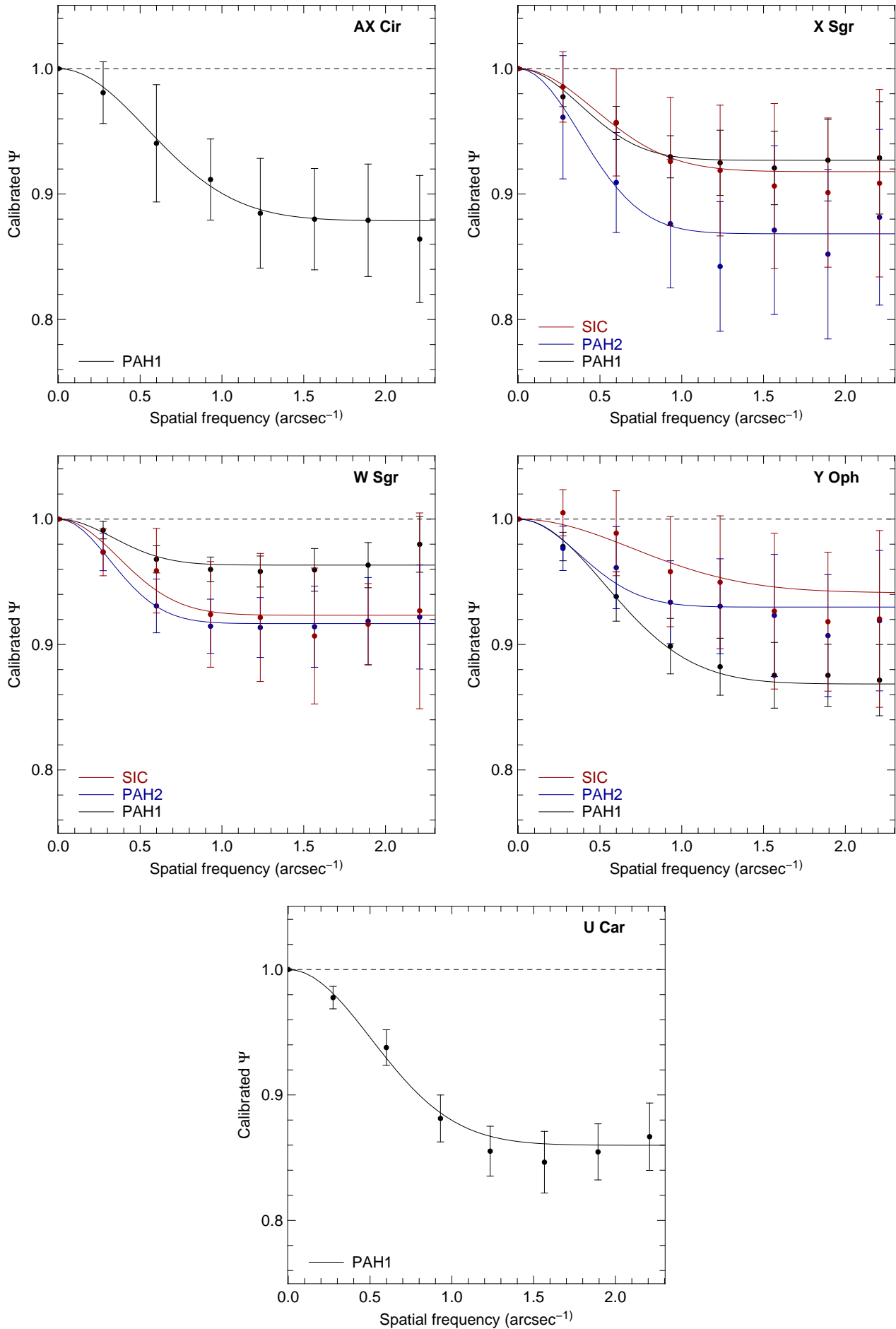


Fig 3.26 – **Ajustement du modèle de visibilité** : modèle d'étoile non résolue + enveloppe Gaussienne ajusté à la fonction $\Psi(\nu, \rho_\lambda, \alpha_\lambda)$. La courbe en tirets représente la visibilité d'une source non résolue.

Nom	Filtre	ρ (")	α (%)
AX Cir	PAH1	0.69 ± 0.24	13.8 ± 2.5
X Sgr	PAH1	0.99 ± 0.23	7.9 ± 1.4
	PAH2	0.99 ± 0.44	15.2 ± 3.7
	SiC	0.81 ± 0.53	8.9 ± 3.5
W Sgr	PAH1	1.14 ± 0.39	3.8 ± 0.6
	PAH2	1.19 ± 0.37	9.1 ± 1.5
	SiC	1.03 ± 0.50	8.3 ± 2.4
Y Oph	PAH1	0.71 ± 0.12	15.1 ± 1.4
	PAH2	1.02 ± 0.52	7.5 ± 2.3
	SiC	0.54 ± 0.46	6.2 ± 4.1
U Car	PAH1	0.74 ± 0.10	16.3 ± 1.4

TABLE 3.7 – **Résultats de l'ajustement de la visibilité** : ρ et α sont les paramètres de la fonction $\Psi(\nu, \rho_\lambda, \alpha_\lambda)$ et représentent respectivement la largeur à mi-hauteur et le rapport de flux entre l'enveloppe circumstellaire et la photosphère de l'étoile.

combustion centrale de l'hélium. Par conséquent les enveloppes entourant ces deux classes de Céphéides correspondent à des stades d'évolution différents.

R Sct et AC Her ont été intensivement observées et leur fort excès infrarouge, lié à la présence de matière circumstellaire, est interprété comme étant une relique d'une forte perte de masse pendant l'ascension de la branche asymptotique des géantes (AGB). Différents modèles ont été utilisés afin de contraindre la morphologie de cette matière environnante, conduisant à des désaccords dans les résultats obtenus. De Ruyter et al. (2005) ont interprété leur SED en ajustant un modèle de coquille sphérique. Ils ont trouvé un rayon interne $R_{\text{in}} = 12.5$ AU et un rayon externe $R_{\text{ext}} = 224$ AU pour AC Her et $R_{\text{in}} = 13.4$ AU et $R_{\text{ext}} = 5200$ AU pour R Sct. En utilisant un modèle de disque pour l'étoile AC Her, Gielen et al. (2007) ont estimé $R_{\text{in}} = 35$ AU et un rayon externe plus petit, $R_{\text{ext}} = 300$ AU. Pour cette étoile, ces résultats sont en contradiction avec Close et al. (2003) qui ont exclu une émission étendue plus grande que 75 AU, à partir d'observations avec optique adaptative à haut rapport de Strehl. Nous arrivons à la même conclusion avec nos images VISIR, uniquement limitées par la diffraction, où nous n'avons pas détecté d'émission étendue plus grande que $R = 100$ AU.

Le cas R Sct est un peu particulier et cette Céphéide est souvent classée comme une exception par de nombreux auteurs. Alcolea & Bujarrabal (1991) ont utilisé un modèle à deux coquilles sphériques pour interpréter les données en infrarouge moyen et lointain. Ils ont estimé une température pour les plus gros grains de 815 K ainsi que des rayons $R_{\text{in},1} = 30$ AU, $R_{\text{ext},1} = R_{\text{in},2} = 5720$ AU et $R_{\text{ext},2} = 12000$ AU (en utilisant $d = 431$ pc et où les indices 1 et 2 représentent respectivement la coquille interne et externe). Peut-être avons nous détecté l'émission de la coquille interne avec nos mesures photométriques à $10 \mu\text{m}$, en revanche nous n'avons pas détecté d'émission étendue plus grande que $R = 100$ AU.

κ Pav quant à elle a également été récemment classée par certains auteurs comme une type II particulière à cause de sa courbe de lumière distincte et d'une plus grande brillance en comparaison des autres Céphéides de la même classe avec une même période (voir par exemple Matsunaga et al. 2009). Cette étoile n'est pas au même stade d'évolution que R Sct et AC Her puisque dans le diagramme H-R, elle se dirige de la branche horizontale vers la branche asymptotique des géantes. Pendant cette phase, l'étoile subit de nombreux changements, à la fois en son cœur et dans ses couches externes, pouvant mener à une perte de masse via le mécanisme de pulsation et/ou des ondes de chocs. Une active perte de masse passée ou en cours pourrait expliquer l'important excès infrarouge que j'ai détecté.

En ce qui concerne les Céphéides classiques, nous sommes à une échelle spatiale différente des étoiles précédentes puisque les enveloppes détectées jusqu'à présent ont une taille de seulement quelques rayons stellaires. Seules quelques Céphéides sont connues pour posséder une enveloppe circumstellaire (ℓ Car, Y Oph, RS Pup, Polaris, δ Cep, S Mus, GH Lup, T Mon et X Cyg, Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006a, 2007; Barmby et al. 2011). L'étude effectuée grâce aux données *VISIR* augmente la taille de l'échantillon, avec FF Aql, η Aql, W Sgr, U Car et SV Vul. L'origine de ces enveloppes n'est pas bien comprise à ce jour, leur présence pourrait être liée à une perte de masse de l'étoile. Kervella et al. (2006) ont suggéré que l'excès IR pourrait être dû aux poussières formées par les vents radiatifs. À partir d'un modèle de vents radiatifs, incluant l'effet de la pulsation et des chocs, Neilson & Lester (2008) ont conclu que la force radiative n'est pas suffisante à elle seule pour expliquer l'excès observé. Ces auteurs proposent que la perte de masse pourrait également provenir des chocs générés dans l'atmosphère de l'étoile par sa pulsation.

Mérand et al. (2007) ont montré pour des Céphéides classiques une probable corrélation entre la période de pulsation de l'étoile et le flux relatif de l'enveloppe en bande *K* (relatif à la photosphère). J'ai effectué la même analyse à $8.6\ \mu\text{m}$ (PAH1), et comme le montre la Fig. 3.27, je trouve également une corrélation à cette longueur d'onde. Il semble que les Céphéides de longue période ont un plus grand excès, comme conclu par Mérand et al. (2007) en bande *K*. En supposant que cet excès soit lié à un phénomène de perte de masse, cette corrélation montre que les Céphéides de longue période ont une plus grande perte de masse que les courtes périodes, moins massives. Un tel comportement pourrait être expliqué par un champ des vitesses plus important pour les longues périodes, et la présence d'ondes de choc à certaines phases de pulsation (Nardetto et al. 2006, 2008).

L'excès estimé à $8.6\ \mu\text{m}$ varie de 2 % à 30 %, soit un biais sur la magnitude absolue de 0.03 à 0.4 mag. Cela implique par exemple que la relation P-L déterminée par Ngeow & Kanbur (2010) à $8\ \mu\text{m}$ pourrait être biaisée. En plus de l'impact sur l'évolution des Céphéides, l'existence de ces enveloppes peut donc avoir un impact sur la mesure de distance des Céphéides dans le domaine infrarouge, en particulier sur les futures mesures avec le JWST.

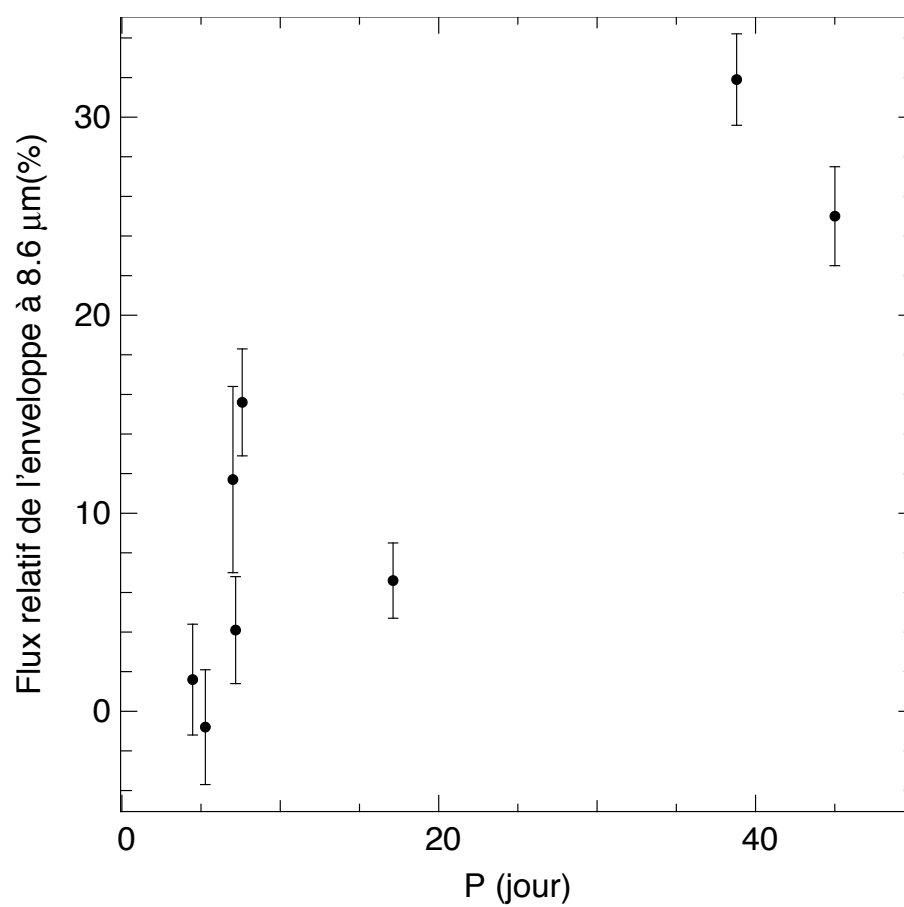


Fig 3.27 – **Flux relatif de l'enveloppe en fonction de P** : valeurs moyennes des excès mesurés lors de la photométrie à 8.6 μm (Table 3.4).

La très haute résolution angulaire : interférométrie à longue base

Sommaire

4.1	Introduction	99
4.2	Bases d'interférométrie stellaire	101
4.2.1	Point source monochromatique	101
4.2.2	Point source polychromatique	101
4.2.3	Source étendue - Théorème de Zernike-Van Cittert	103
4.3	Interférométrie dans le plan pupille et image	104
4.4	Les observables	104
4.5	Plan (u, v)	106
4.6	Modèle de visibilité	107
4.6.1	Source ponctuelle	107
4.6.2	Disque uniforme	107
4.6.3	Disque assombri	109
4.6.4	Disque Gaussien	109
4.6.5	Disque assombri + couronne sphérique	111
4.6.6	Distinction des différents modèles	111
4.7	Observations de Céphéides avec FLUOR	111
4.7.1	Présentation de l'interféromètre CHARA	113
4.7.2	Principe de fonctionnement de FLUOR	114
4.7.3	Acquisition des interférogrammes	114
4.7.4	Estimation de la visibilité	114
4.7.5	Étalonnage de la visibilité	120
4.7.6	Choix des étoiles étalons	121
4.7.7	Estimation de l'erreur sur la visibilité	121
4.7.8	L'échantillon d'étoiles	121
4.7.8.1	Y Oph	124
4.7.8.2	U Vul et S Sge	128
4.7.8.3	R Sct	129
4.7.9	Conclusion de l'étude	129

4.1 Introduction

Au début du XVIIIe siècle, le médecin, égyptologue et physicien britannique Thomas Young découvrit le phénomène d'interférences en plaçant devant une source lumineuse un masque percé de deux petits trous identiques. Il observa sur un écran une alternance de

minima et maxima de brillance, le tout contenu dans le profil d'intensité donné par un seul trou. Cette expérience connue maintenant sous le nom d'expérience des trous d'Young a donné naissance à la théorie ondulatoire de la lumière. En 1868, le physicien français Hippolyte Fizeau, déjà reconnu, entre autres pour l'effet Doppler-Fizeau, constata que le contraste de ces minima et maxima, appelés franges d'interférences, diminuait avec l'extension spatiale de la source lumineuse et trouva une relation liant l'écart d entre les deux trous, le diamètre angulaire apparent θ de la source et le contraste des franges. Il proposa par la suite d'utiliser cette loi pour la mesure de diamètres stellaires. Albert Michelson appliqua cette idée en expérimentant un interféromètre sur le télescope Hooker du Mont Wilson, qui permit en 1920 de mesurer le diamètre angulaire de Bételgeuse.

Au fil du temps, la construction de plus grands collecteurs de photons était indispensable et l'avènement de miroirs de diamètre $D = 8\text{--}10\text{ m}$ a permis d'avoir un gain considérable en terme de résolution spatiale et de sensibilité. Cependant, construire de plus grands télescopes pour atteindre une plus haute résolution angulaire est à la fois cher et ambitieux. L'idée est alors d'étendre le principe d'interférométrie des trous d'Young en utilisant deux ou plusieurs télescopes de taille raisonnable, séparés d'une distance $B \gg D$. La résolution est bien meilleure car elle est maintenant inversement proportionnelle à la base B . La première recombinaison réussie est effectuée en 1974 par A. Labeyrie avec l'Interféromètre à 2 Télescopes (I2T) dont la base était de 12 m.

Des progrès technologiques énormes ont été effectués depuis 37 ans et nous disposons aujourd'hui de plusieurs interféromètres longues bases (*VLTI*, *CHARA*, *KECK*, *SUSI*, ...) incluant divers instruments (*FLUOR*, *MIDI*, *AMBER*, ...). Il est maintenant possible, via les mesures de franges d'interférences, d'estimer directement un diamètre stellaire (donnant ensuite accès à la température effective), de déterminer l'orbite d'étoiles doubles (donnant ensuite accès aux masses), ou encore de mesurer la variation de diamètre angulaire (donnant accès à la distance). De plus, nous pouvons désormais grâce à la spectro-interférométrie qui disperse les franges dans un intervalle de longueur d'onde, combiner à la fois l'information spectrale et spatiale.

Toutefois, l'interférométrie est également sujette à la turbulence atmosphérique et la recombinaison cohérente de faisceaux provenant de divers télescopes n'est pas une tâche facile. Diverses solutions existent pour essayer de s'affranchir de ces perturbations. On peut par exemple utiliser l'optique adaptative (OA) pour corriger le front d'onde. Les caractéristiques d'une OA ont déjà été exposées dans le Chapitre 2 et je n'en reparlerai pas ici. Un autre système très répandu sur les interféromètres est le suiveur de franges. Il permet de corriger des variations du piston atmosphérique (différence de marche aléatoire entre les télescopes) qui ne sont pas corrigées par l'OA. Les variations du piston font se déplacer les franges d'interférences sur le détecteur, ce qui a pour conséquence la dégradation du contraste. La fonction du suiveur de franges est donc de mesurer le déplacement des franges pour ensuite le compenser. Une autre possibilité est d'effectuer des temps de pose très court afin de "geler" les perturbations atmosphériques. Notons toutefois que ce dernier ne corrige pas des variations de piston. La combinaison des ces trois solutions peut être utilisée pour améliorer la stabilité des franges d'interférences. Un autre possibilité consiste à injecter directement la lumière arrivant des télescopes dans une fibre monomode dont la fonction est de transformer les perturbations du front d'onde en variations d'intensité. Seul les variations du piston ne sont pas corrigées.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai participé à plusieurs semaines d'observations avec l'instrument *CHARA/FLUOR* (Fiber Linked Unit for Optical Recombination, Coudé du Foresto et al. 2003), dans le cadre d'un long programme d'étude d'étoiles Céphéides. Le premier

objectif de ce programme est de mesurer les variations de diamètre angulaire de Céphéides afin d'appliquer la méthode de Baade-Wesselink présentée au Chapitre 1. Le second objectif concerne la détection d'enveloppe sur des mesures à courtes bases. Ce programme d'observation s'est terminé en août 2011 et les données sont donc en cours d'analyse. Je présenterai tout de même les premiers résultats qui n'ont pas encore été publiés.

Je présente dans un premier temps, d'une manière non exhaustive, les notions de base d'interférences, quelques modèles utilisés et le principe d'étalonnage. Je rentrerai ensuite dans le vif du sujet par une description de l'instrument *FLUOR*, de l'acquisition des données puis de la méthode de réduction. Pour finir, je présenterai quelques résultats intéressants issus des premières analyses des Céphéides classiques Y Oph, U Vul et S Sge et de la Céphéide de type II R Sct.

4.2 Bases d'interférométrie stellaire

L'interférométrie est basée sur la nature ondulatoire de la lumière et nous parlerons donc non plus en terme de photons mais en terme d'onde lumineuse. Cette section est basée sur les notes de cours de Lawson (1999).

4.2.1 Point source monochromatique

Considérons le schéma de la Fig. 4.1 représentant un interféromètre à deux télescopes, séparés d'une distance $\vec{B} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$, sur lequel arrive un front d'onde d'une source considérée comme ponctuelle et monochromatique. Dans le cadre de ce manuscrit, cette source sera une étoile et plus précisément une Céphéide située à l'infinie dont on pourra considérer le front d'onde comme plan à son entrée dans l'atmosphère terrestre. Les ondes provenant de chaque télescope observées en un point (x, y) peuvent donc s'écrire :

$$S_1(x, y) = A_1(x, y) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_1 - k d_1)} \quad \text{et} \quad S_2(x, y) = A_2(x, y) e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}_2 - k d_2)}$$

où $\omega = 2\pi c / \lambda_0$, $\vec{k} = 2\pi \vec{s} / \lambda_0$, (x, y) représentent les coordonnées spatiales sur le détecteur, d_1 et d_2 sont les retards optiques des lignes 1 et 2 (Fig. 4.1) et A_i correspond à l'amplitude de l'onde i (avec $i = 1, 2$).

L'intensité observée sur le détecteur après la recombinaison est le carré de la superposition de ces deux ondes, soit :

$$I_\lambda(x, y) = (S_1 + S_2)(S_1^* + S_2^*) = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\vec{k} \cdot \vec{B} + k(d_2 - d_1))$$

où les variables (x, y) ont été omises pour la clarté.

En prenant des amplitudes identiques $A_1^2 = A_2^2 = I_0 = \text{cst}$, l'expression précédente devient :

$$I_\lambda(x, y) = 2 I_0 [1 + \cos(kD)] \quad \text{avec} \quad D = \vec{s} \cdot \vec{B} + d_2 - d_1 \quad (4.1)$$

Cette fonction cosinusoidale est représenté sur la Fig. 4.2 (à gauche) et est formée de minima et maxima, appelés franges d'interférences. Cette série de franges, dont les maxima sont séparés de λ , est une fonction du retard optique D .

4.2.2 Point source polychromatique

En pratique, nous ne sommes jamais dans ce cas idéal monochromatique, mais nous observons plutôt dans une bande spectrale de largeur $\Delta\lambda$. La conséquence est que l'intensité

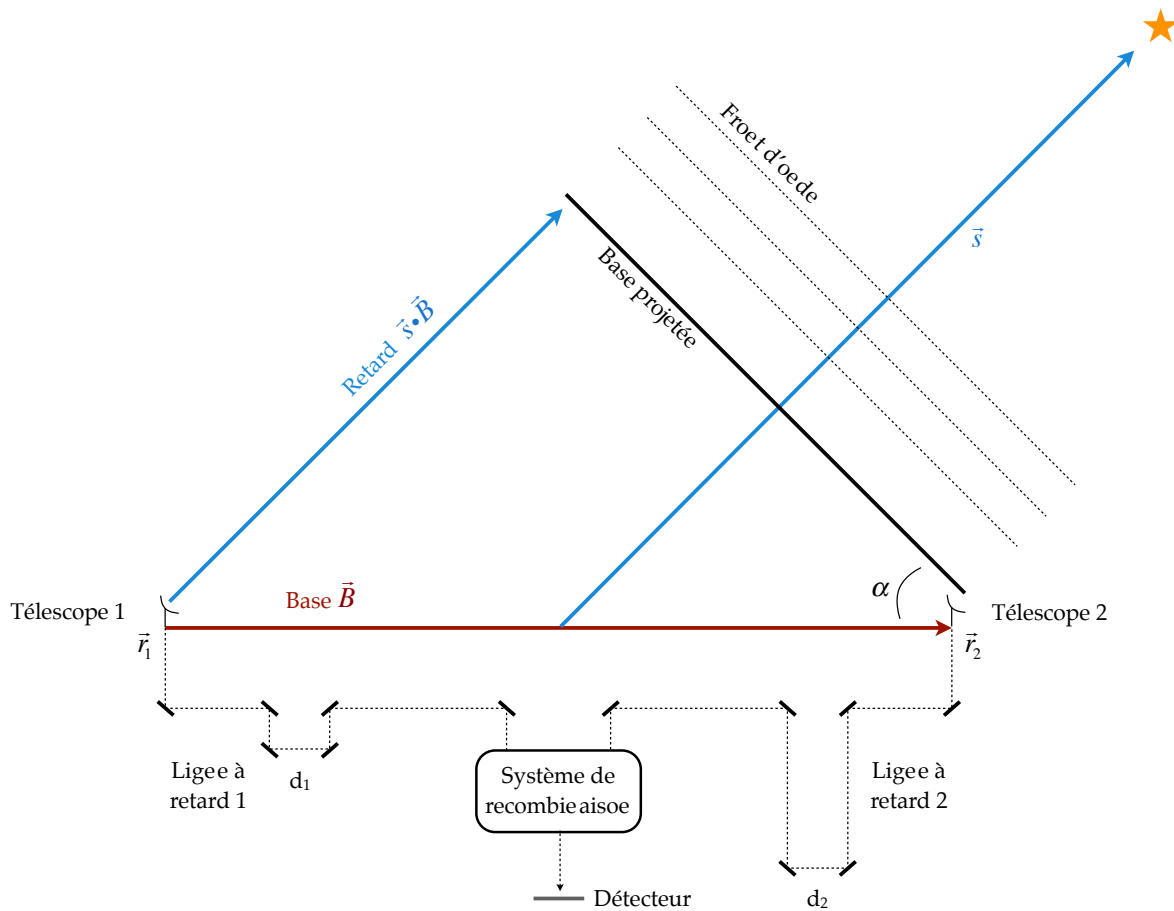
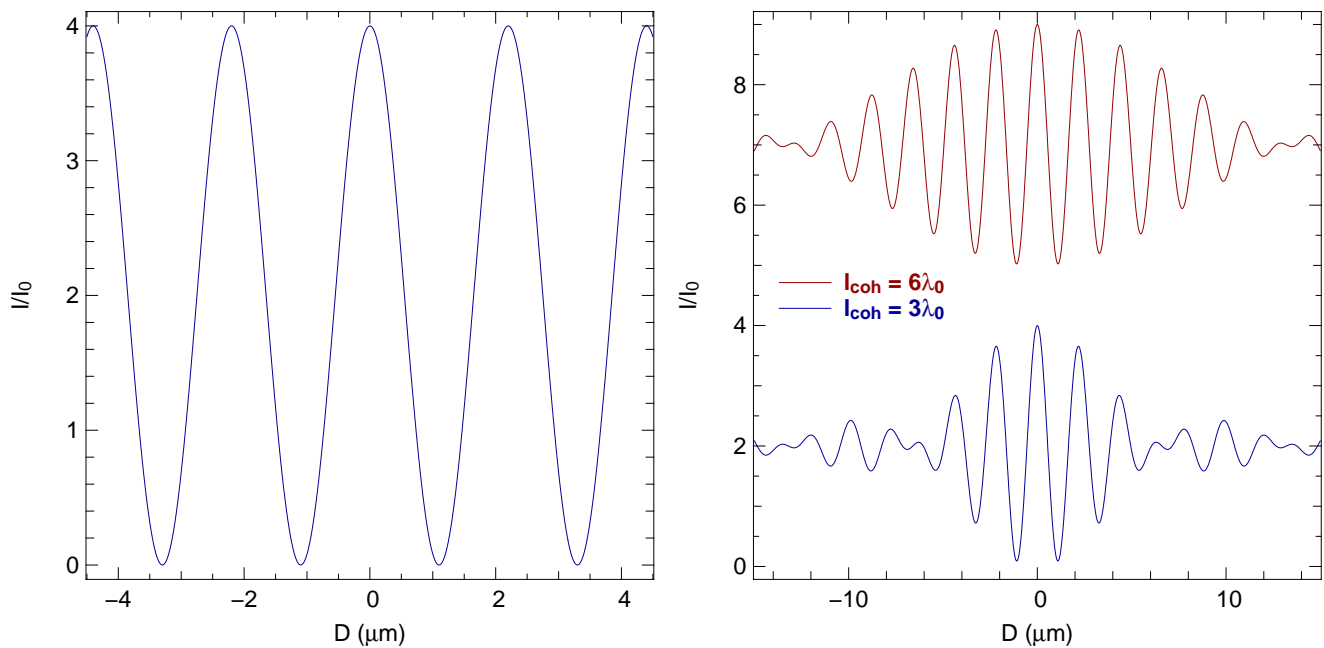


Fig 4.1 – Schéma d'un interféromètre à deux télescopes.

Fig 4.2 – **Intensité monochromatique et polychromatique** : à gauche, intensité monochromatique pour $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ à une dimension. À droite, intensité polychromatique à une dimension pour $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$ et $l_{\text{coh}} = 3\lambda_0$ et $l_{\text{coh}} = 6\lambda_0$. L'unité en ordonnée est arbitraire.

observée est la somme des intensités à chaque longueur d'onde. Par simplicité, supposons que I_0 est achromatique et que les ouvertures sont des fentes (première expérience de Young), l'équation 4.1 devient :

$$I(x, y) = \int_{\lambda_0 - \Delta\lambda/2}^{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} I_\lambda(x, y) d\lambda = 2I_0 \Delta\lambda \left[1 + \frac{\sin\left(\pi D \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}\right)}{\pi D \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}} \cos(k_0 D) \right]$$

On remarque que les franges sont maintenant modulées par un sinus cardinal, comme exposé sur la Fig. 4.2, dont la distance caractéristique, appelée longueur de cohérence, est donnée par :

$$l_{\text{coh}} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}$$

Le contraste des franges diminue fortement si D est supérieur à l_{coh} . En pratique, on contrôle $d_2 - d_1$ grâce aux lignes à retard de façon à compenser le retard géométrique $\vec{s} \cdot \vec{B}$. Les faisceaux sont ainsi cohérent temporellement et les franges d'interférences sont alors visibles.

4.2.3 Source étendue - Théorème de Zernike-Van Cittert

Un cas supplémentaire apparaît quand l'étoile n'est plus considérée comme ponctuelle mais comme ayant une certaine extension spatiale $\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{\Delta s}$ (\vec{s}_0 est le vecteur pointant dans la direction de la source et $\vec{\Delta s}$ un léger décalage). Le retard optique devient $D = \vec{\Delta s} \cdot \vec{B}$ (car $\vec{s}_0 \cdot \vec{B} + d_2 - d_1 = 0$ grâce aux lignes à retard). Définissons maintenant l'extension spatiale de la source telle que $\vec{\Delta s} = (\alpha, \delta, 0)$ et replaçons nous dans le cas monochromatique par simplicité (le cas monochromatique introduit une modulation des franges). L'intensité observée peut être représentée par une somme infinie de sources ponctuelles incohérentes :

$$I_\lambda(\vec{\Delta s}, \vec{B}) = \int I_\lambda(\alpha, \delta) [1 + \cos(k\vec{\Delta s} \cdot \vec{B})] d\alpha d\delta$$

En pratique pour mesurer les franges dans le plan pupille (voir Section 4.3), on rajoute une différence de marche δ_{ddm} grâce à une autre ligne à retard sur l'un des deux faisceaux pour reconstruire l'interférogramme. De l'équation précédente on a donc :

$$I_\lambda(\vec{\Delta s}, \vec{B}) = \int I_\lambda(\alpha, \delta) d\alpha d\delta + \int I_\lambda(\alpha, \delta) \cos(k\vec{\Delta s} \cdot \vec{B} + k\delta_{\text{ddm}}) d\alpha d\delta$$

D'un point de vue mathématique, on peut écrire $\cos(k\vec{\Delta s} \cdot \vec{B} + k\delta_{\text{ddm}}) = \text{Re}[e^{-ik\vec{\Delta s} \cdot \vec{B}} e^{-ik\delta_{\text{ddm}}}]$, soit :

$$I_\lambda(\vec{\Delta s}, \vec{B}) = \int I_\lambda(\alpha, \delta) d\alpha d\delta + \text{Re} \left[\int I_\lambda(\alpha, \delta) e^{-ik\vec{\Delta s} \cdot \vec{B}} e^{-ik\delta_{\text{ddm}}} d\alpha d\delta \right] \quad (4.2)$$

On définit la fonction de visibilité complexe telle que :

$$\mu(k, \vec{B}) = \int I_\lambda(\alpha, \delta) e^{-ik\vec{\Delta s} \cdot \vec{B}} d\alpha d\delta$$

En introduisant les variables conjuguées $u = B_x/\lambda$ et $v = B_y/\lambda$, appelées fréquences spatiales, et en effectuant une normalisation, on obtient :

$$\mu(u, v) = \frac{\int I_\lambda(\alpha, \delta) e^{-2\pi i(\alpha u + \beta v)} d\alpha d\delta}{\int I_\lambda(\alpha, \delta) d\alpha d\delta} \quad (4.3)$$

Cette fonction correspond à la transformée de Fourier (TF) de la distribution de lumière de la source. Ceci nous amène au **théorème de Zernike-Van Cittert** :

Pour une source de rayonnement quasi-monochromatique, la fonction de visibilité complexe est égale à la transformée de fourier spatiale de la distribution d'intensité normalisée à l'intensité totale.

Pour une démonstration plus exhaustive de ce théorème, on pourra se référer par exemple à Lena (1996), ou à Born & Wolf (1999).

À la vue de cette équation, il est possible de remonter à la distribution spatiale d'intensité par une simple TF inverse. Il faut pour cela un bon échantillonnage du plan (u, v) . L'interférométrie échantillonne donc cette fonction de visibilité en apportant une fréquence spatiale pour chaque mesure.

L'intensité mesurée sur le détecteur (Équ. 4.2) est reliée à la fonction de visibilité par :

$$I_\lambda(\vec{\Delta s}, \vec{B}) = I_0(1 + \text{Re}[\mu e^{-ik\delta_{\text{ddm}}}])$$

où $I_0 = \int I_\lambda(\alpha, \delta) d\alpha d\delta$ est l'intensité totale. Le contraste des franges est donc fonction de la taille angulaire de la source et de la séparation entre les deux télescopes. Plus la taille angulaire de la source augmente, plus la visibilité des franges diminue, du fait de la perte de cohérence spatiale. Des exemples pour trois valeurs de visibilité sont exposés sur la Fig. 4.3. On retrouve pour une source ponctuelle, c'est à dire pour $\vec{\Delta s} = 0$, l'équation 4.2 avec un retard optique δ_{ddm} .

4.3 Interférométrie dans le plan pupille et image

Il existe deux manières différentes pour recombinaer les faisceaux. Ils peuvent être directement combinés sur le détecteur (plan image), l'image observée est alors une tache d'Airy contenant des franges d'interférences, comme exposé sur la Fig. 4.4. Les franges disparaissent (la visibilité diminue) au fur et à mesure que la source est de plus en plus résolue par l'interféromètre.

L'autre façon, et qui est celle utilisée par l'instrument *FLUOR*, consiste en la superposition des faisceaux dans le plan de *Fourier* (plan pupille), c'est à dire qu'ils sont recombinaés avant le détecteur. On fait ensuite varier temporellement la différence de marche pour reconstruire un interférogramme. Le type de motif observé est présenté sur la Fig. 4.5.

Pour le reste de ce chapitre, on considèrera le cas d'une modulation temporelle des franges d'interférences, telle que réalisée sur *FLUOR*.

4.4 Les observables

Il y a deux observables en interférométrie, le module et la phase de la fonction de visibilité complexe (Équ. 4.3).

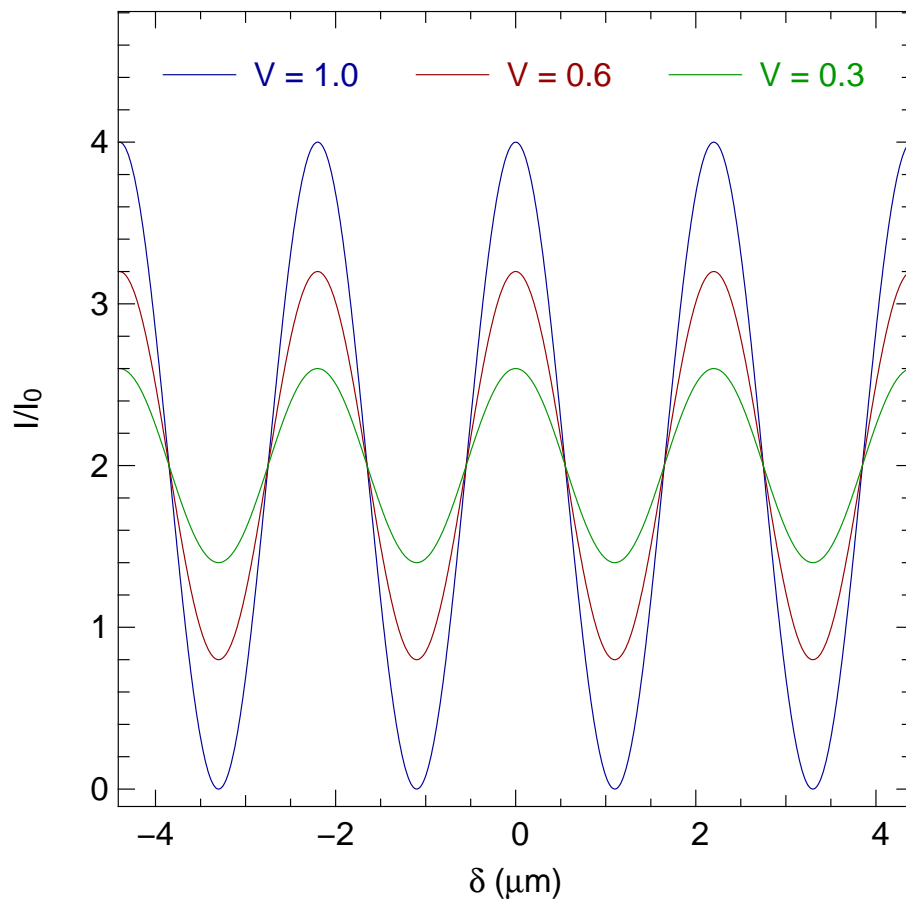


Fig 4.3 – **Intensité monochromatique observée pour diverses valeurs de visibilité** : l'amplitude des franges diminue avec la visibilité.

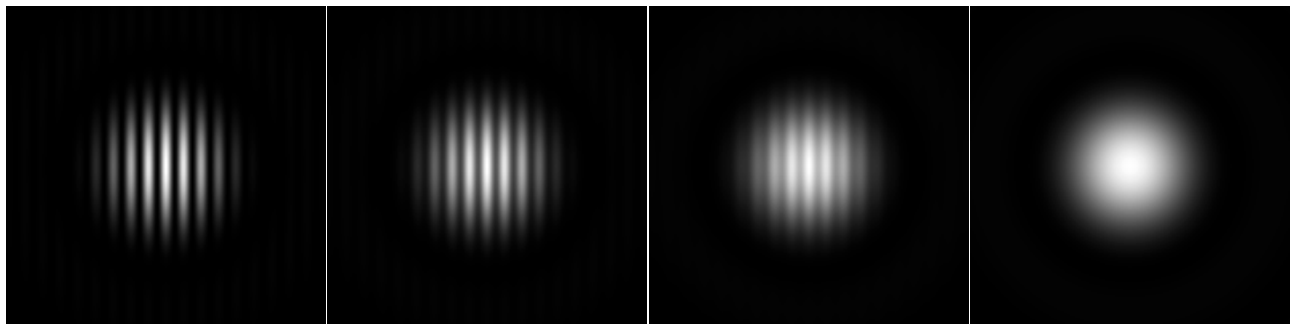


Fig 4.4 – **Recombinaison dans le plan image** : image d'une source au foyer d'un interféromètre. De gauche à droite : $V = 1$ (source non résolue), $V = 0.5$, $V = 0.15$ et $V = 0$.

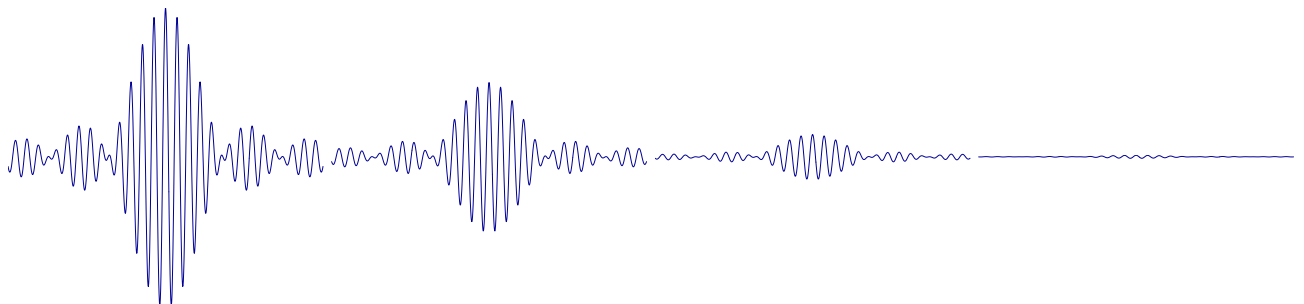


Fig 4.5 – **Recombinaison dans le plan pupille** : Interférogramme obtenu en faisant varier la différence de marche dans un cas polychromatique. De gauche à droite : $V = 1$ (source non résolue), $V = 0.5$, $V = 0.15$ et $V = 0.01$.



Module

Le module, appelé parfois simplement visibilité, est le paramètre le plus simple à mesurer pour un interféromètre. Il est mesuré en estimant le contraste des franges d'interférences. Cependant, à cause des effets instrumentaux et atmosphériques, la visibilité des franges est différente de la visibilité de l'objet et un étalonnage est nécessaire :

$$|\mu(u, v)| = T V(u, v) \quad (4.4)$$

où T représente la fonction de transfert interférométrique. Elle est déterminée en observant avant et/ou après la source scientifique une étoile de référence dont on connaît à priori sa visibilité. On effectue ensuite l'étalonnage :

$$T = \frac{\mu(ref)}{V(ref)} \quad \Rightarrow \quad V = \frac{\mu}{\mu(ref)} V(ref)$$

Notons qu'en pratique, on travaille le plus souvent avec la quantité V^2 car les sources de biais statistiques sont plus facilement corrigibles.

Phase

La phase intrinsèque de l'objet (position des franges) est impossible à mesurer à cause des variations aléatoires atmosphériques. Cependant grâce à diverses techniques, nous pouvons accéder à une partie de l'information de phase. Par exemple en utilisant au minimum trois télescopes, nous pouvons mesurer une quantité appelée clôture de phase, c'est la somme des phases mesurées par chaque paire de télescopes. Cette clôture est indépendante des perturbations atmosphériques. Si les franges sont dispersées spectralement, nous pouvons fixer une longueur d'onde comme phase de référence. On a alors accès à une phase différentielle, donnant une information sur la variation de la phase avec la longueur d'onde.

Dans le reste du manuscrit, je ne parlerai que du module de la visibilité, que je nommerai simplement visibilité, car c'est l'unique quantité mesurée par *FLUOR*.

4.5 Plan (u, v)

La couverture du plan (u, v) est importante si l'on souhaite utiliser les techniques de reconstruction d'image ou examiner la géométrie d'un objet en étudiant l'évolution de la visibilité avec l'angle de projection. Comme exposé sur la Fig. 4.6, une mesure de visibilité à une base donnée donne accès à seulement une fréquence spatiale. Il est donc nécessaire d'avoir une estimation du module et de la phase de la visibilité complexe à plusieurs fréquences spatiales si l'on veut retrouver la distribution d'intensité de la source. Différentes possibilités existent pour couvrir le plan (u, v) :

- la supersynthèse : on utilise l'effet de rotation de la Terre. Cela est dû au fait que l'étoile ne "voit" pas la base réelle au sol B , mais une base B_p projetée sur le plan normal à la ligne de visée (Fig. 4.1). Cette base varie pendant la nuit avec la rotation diurne.
- spectro-interférométrie : les franges sont dispersées spectralement, on a alors une mesure de visibilité à plusieurs longueurs d'onde.
- multi-télescopes : l'utilisation de plusieurs télescopes ayant des bases non-redondantes et orientées différemment permet également de "remplir" le plan (u, v) .

La combinaison de toutes ces possibilités simultanément offrent bien sûr la meilleure couverture. J'expose sur la Fig. 4.7 quelques exemples de remplissage du plan (u, v) .

Dans le cadre des mesures *FLUOR*, la reconstruction d'image ne s'applique pas car il ne fonctionne qu'à deux télescopes (pas de mesures de phase) et sans dispersion spectrale (mais une amélioration est prévue prochainement). Cependant, grâce à différentes longueurs de base et angle de projection, il est possible, grâce à de bon modèles de visibilité, d'obtenir certaines informations sur l'objet observé (géométrie, taille, ...).

4.6 Modèle de visibilité

La visibilité d'un objet que l'on observe est liée à ses paramètres intrinsèques (diamètre, rapport de flux, inclinaison, ...). Il est donc important d'utiliser les modèles adéquats pour estimer ces paramètres. Pour cela on suppose que l'objet a une certaine distribution d'intensité, que l'on utilise ensuite dans l'équation 4.3 pour avoir un modèle de visibilité. Dans cette section je présente quelques modèles simples pouvant être appliqués à des mesures de visibilité.

Pour les raisons de symétrie présentées sur le schéma de la Fig. 4.8, nous noterons la taille angulaire :

$$\theta = \sqrt{\alpha^2 + \delta^2} \sim \frac{2\rho}{d}$$

où d représente la distance de l'objet et ρ la distance radiale projetée sur la ligne de visée. À partir de maintenant, on se place dans le cas où l'objet observé est une étoile.

4.6.1 Source ponctuelle

C'est le modèle le plus simple pour une étoile non résolue. D'un point de vue mathématiques, on peut écrire :

$$I(\alpha, \beta) = I_0 \delta_D(\alpha - \alpha_0, \delta - \delta_0)$$

où $\delta_D(\alpha - \alpha_0, \delta - \delta_0)$ représente une distribution de *Dirac* en un point (α_0, β_0) . En utilisant l'équation 4.3, on obtient :

$$\mu = e^{-2\pi i(u\alpha_0 + v\beta_0)}$$

On remarque donc que pour une étoile non résolue, la visibilité vaut 1 ($V = |\mu|$).

4.6.2 Disque uniforme

C'est le modèle le plus simple en ce qui concerne une étoile résolue car l'intensité est uniforme sur toute la surface à une longueur d'onde donnée. La distribution d'intensité est donnée par :

$$I(\theta) = I_0 \delta_D(\alpha, \delta) * \Pi\left(\frac{\theta}{\theta_{UD}}\right)$$

où $\Pi(\frac{\theta}{\theta_{UD}})$ est une fonction porte circulaire égale à 1 pour $\theta \leq \theta_{UD} = 2R_*/d$. La transformée de *Fourier* d'une fonction à symétrie radiale est donnée par la transformée de *Hankel* d'ordre 0 :

$$V(u, v) = \left| \frac{\iint I(\alpha, \delta) e^{-2\pi i(u\alpha + v\delta)} d\alpha d\delta}{\iint I(\alpha, \delta) d\alpha d\delta} \right| \implies V(v) = \left| \frac{\int_0^1 I(r) J_0(xr) r dr}{\int_0^1 I(r) r dr} \right| \quad (4.5)$$

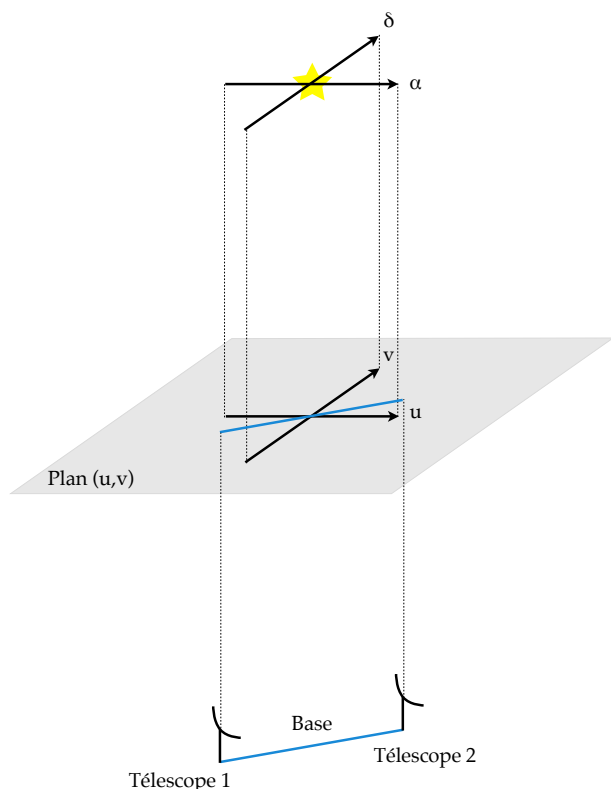


Fig 4.6 – **Plan (u, v)** : à une base donnée, nous n'avons accès qu'à une fréquence spatiale. Il est nécessaire d'échantillonner au maximum le plan (u, v) pour retrouver la distribution d'intensité de la source.

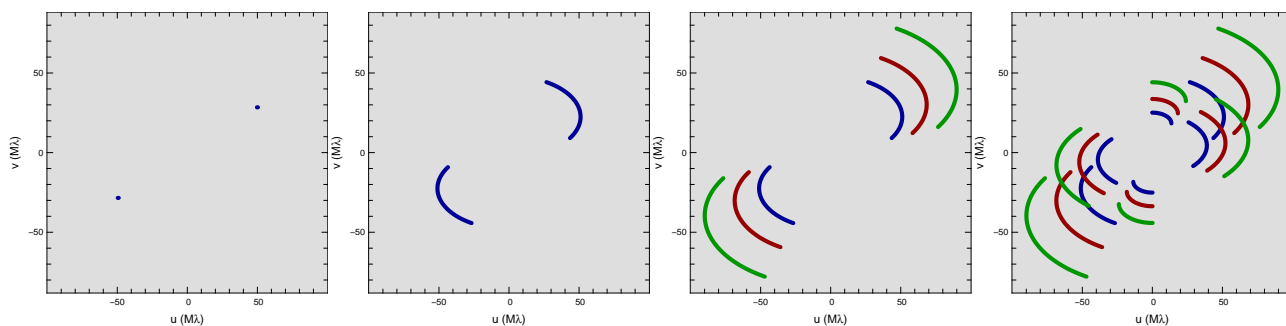


Fig 4.7 – **Couverture du plan (u, v)** : exemple pour un objet de déclinaison -34° observé avec les télescopes UT1 et UT2 du VLTI (base au sol de 130 m). La première image est une mesure de visibilité en bande K. La seconde utilise le mouvement diurne pour mesurer plusieurs visibilités (angle horaire $-3\text{ h} < h < 3\text{ h}$). La troisième utilise en plus les bandes J (en vert) et H (en rouge). La dernière combine les effets précédent en utilisant 3 télescopes : UT1, UT2 et UT4.

où $\nu = B_p/\lambda = \sqrt{u^2 + v^2}$ représente la fréquence spatiale, $x = \pi\theta_{UD} B_p/\lambda$ et $r = \rho/R_\star$. Ici on ne s'intéresse qu'à l'amplitude de la fonction visibilité.

En utilisant les propriétés des fonctions de *Bessel*, la visibilité d'un disque uniforme est donnée par :

$$V(\nu) = \left| 2 \frac{J_1(x)}{x} \right|$$

Cette fonction est représentée sur la Fig. 4.9 pour un diamètre angulaire $\theta_{UD} = 1.5$ mas et une longueur d'onde $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$.

4.6.3 Disque assombri

C'est un modèle plus réaliste qui prend en compte le phénomène d'assombrissement centre-bord, un effet de projection du disque stellaire où la lumière provenant du centre montre des couches plus profondes et plus chaudes que le limbe. Par sa simplicité, un modèle de distribution d'intensité souvent employé est la loi de puissance (Hestroffer 1997) :

$$I(\alpha, \delta) = I(0) (\cos \varepsilon)^n * \delta_D(\alpha, \delta) \quad \text{avec} \quad n \geq 0 \quad \text{et} \quad \cos \varepsilon = \sqrt{1 - r^2}$$

où n est le paramètre d'assombrissement centre-bord, dépendant de la longueur d'onde d'observation. Il peut être estimé par un ajustement ou fixé à partir de tabulations, par exemple de Claret (2000), calculées à partir de modèles d'atmosphères stellaires.

En utilisant l'équation 4.5 et en notant $m = n/2 + 1$, on a pour la visibilité :

$$V_m(\nu) = \left| 2m \int (1 - r^2)^{m-1} J_0(xr) r dr \right| \quad \Rightarrow \quad V_m(\nu) = \left| \Gamma(m+1) \frac{J_m(x)}{(x/2)^m} \right| \quad (4.6)$$

où $x = \pi\theta_{LD} B_p/\lambda$ (Abramowitz & Stegun 1972, en utilisant l'intégrale des fonctions de *Bessel*, page 487, Équ. 11.4.10). Cette visibilité est représentée sur la Fig. 4.9 pour deux valeurs du paramètre n et un diamètre $\theta_{LD} = 1.5$ mas à $2.2 \mu\text{m}$. On remarque que l'assombrissement centre-bord a pour effet d'élargir le premier lobe (donc diminuer le diamètre apparent) et de réduire la hauteur des lobes suivants. Ce type de modèle a déjà été appliqué avec succès à la Céphéide δ Cep (Mérand et al. 2006b).

4.6.4 Disque Gaussien

Ce type de modèle peut être utilisé pour représenter une enveloppe optiquement épaisse dans l'environnement de l'étoile. La distribution d'intensité est donnée par :

$$I(\alpha, \delta) = I(0) \delta_D(\alpha, \delta) * e^{-\frac{4 \ln 2 \rho^2}{h^2}}$$

où h représente la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Cette distribution donne la fonction de visibilité suivante :

$$V(\nu) = e^{-\left(\frac{\pi B_p h}{4 \ln 2 \lambda}\right)^2}$$

Ce modèle est illustré sur la Fig. 4.9 pour $h = 1.5$ mas à $2.2 \mu\text{m}$. On remarque notamment que pour des bases courtes, le comportement des courbes est identique à celui d'un disque uniforme.

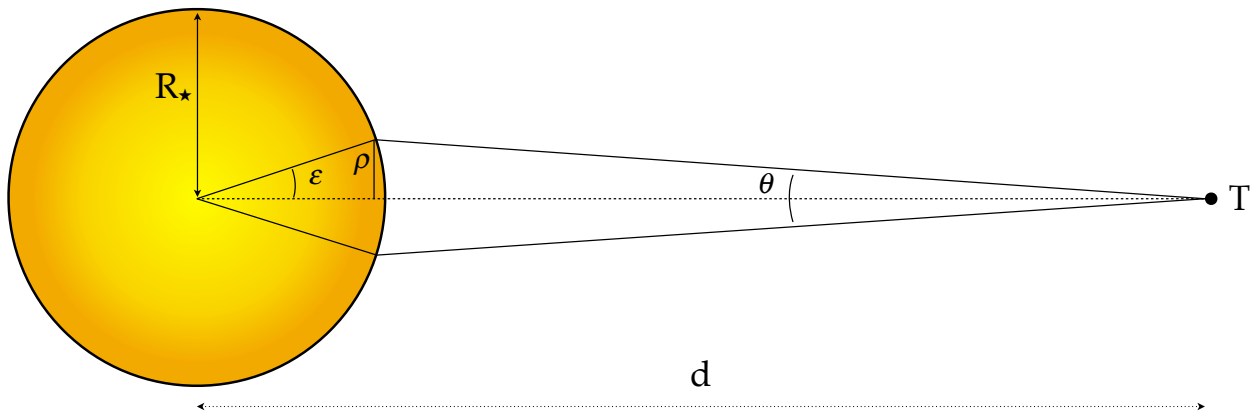


Fig 4.8 – Géométrie d'un objet à symétrie radiale

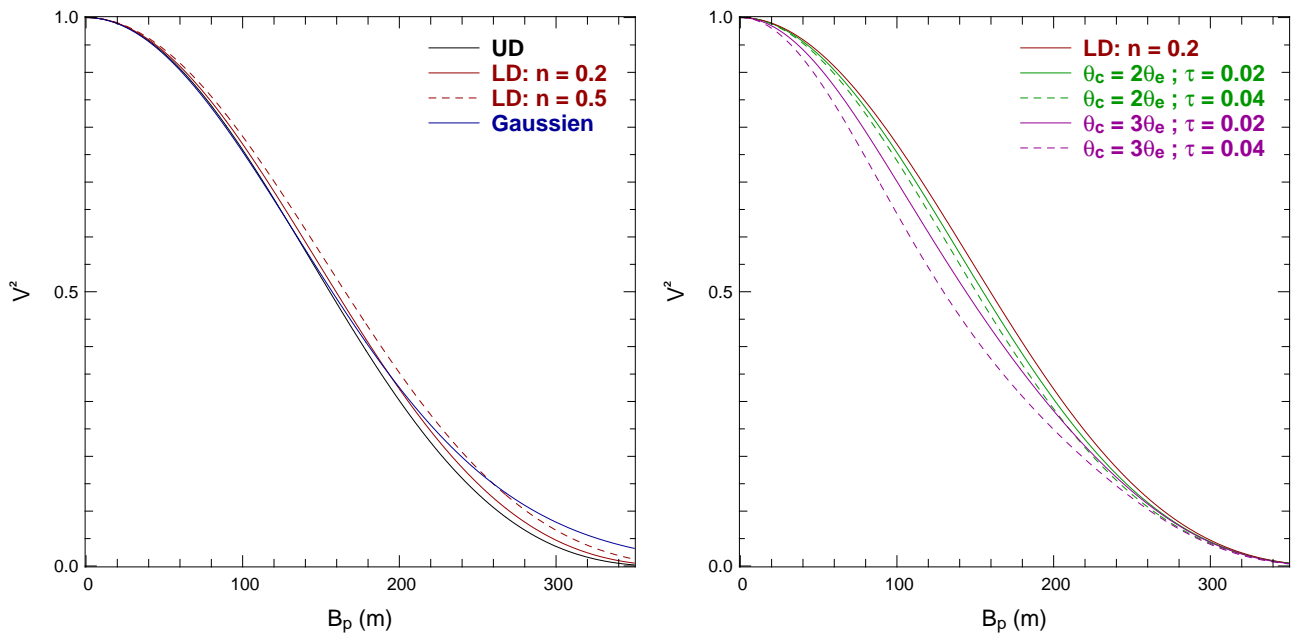


Fig 4.9 – Différents modèles de visibilité : modèle pour une source de diamètre 1.5 mas à $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$. En noir, le modèle de disque uniforme, en rouge le disque assombri pour deux valeurs du paramètre n , et le modèle gaussien est en bleu. Deux modèles de disque assombri + coquille sphérique sont également représentés avec les valeurs fixes $n = 0.2$ et $\epsilon = 15\%$: $\theta_c = 2\theta_e$ (en vert) et $\theta_c = 3\theta_e$ (en violet). $\theta_e = 1.5 \text{ mas}$ et θ_c dénotent respectivement le diamètre angulaire de l'étoile et de la coquille.

4.6.5 Disque assombri + couronne sphérique

Ce genre de modèle est utile lorsque la couronne est supposée optiquement mince, c'est à dire qu'elle n'absorbe qu'une partie de la lumière de l'étoile. Suivant le schéma de la Fig. 4.10, on a la distribution d'intensité suivante :

$$I(\alpha, \delta) = \begin{cases} I_{\star} e^{-\frac{\tau}{\cos \varphi}} (\cos \varepsilon)^n + I_{\text{env}} \left(1 - e^{-\frac{\tau}{\cos \varphi}}\right) & \text{pour } \rho_2 \leq \rho_1 \\ I_{\text{env}} \left(1 - e^{-2\frac{\tau}{\cos \varphi}}\right) & \text{pour } \rho_2 \geq \rho_1 \end{cases}$$

où I_{\star} et I_{env} représentent respectivement l'intensité de l'étoile et de l'enveloppe tandis que τ dénote la profondeur optique de la coquille. En notant $\varepsilon = I_{\text{env}}/I_{\star}$, $a = \theta_{\star}/\theta_{\text{env}}$ et $r = \sin \varepsilon = \sin \varphi/a$, l'équation précédente devient :

$$I(\alpha, \delta) = \begin{cases} I_{\star} \left[e^{-\frac{\tau}{\sqrt{1-(ar)^2}}} (1-r^2)^{n/2} + \varepsilon \left(1 - e^{-\frac{\tau}{\sqrt{1-(ar)^2}}}\right) \right] & \text{pour } \sin \varphi \leq \frac{\theta_{\star}}{\theta_{\text{env}}} \\ I_{\star} \varepsilon \left(1 - e^{-\frac{2\tau}{\sqrt{1-(ar)^2}}}\right) & \text{pour } \sin \varphi \geq \frac{\theta_{\star}}{\theta_{\text{env}}} \end{cases} \quad (4.7)$$

La transformée de *Hankel* est calculée numériquement à partir de ces équations. Sur la Fig. 4.9 est représenté ce type de modèle pour différents rapports de taille et de profondeur optique. La présence de la couronne a un effet principalement dans le premier lobe de la fonction de visibilité. Ce type de modèle a déjà été appliqué avec succès à la Céphéide Polaris (Mérand et al. 2006a). Je l'appliquerai plus tard sur les données de l'étoile Y Oph.

4.6.6 Distinction des différents modèles

Tous les modèles illustrés sur la Fig. 4.9 sont presque identiques dans le premier lobe. La distinction d'un modèle par rapport un autre dépendra de la précision de chaque instrument. J'ai représenté sur la Fig. 4.11 la différence relative des différents modèles par rapport au modèle de disque uniforme, soit $(V_{\text{modèle}}^2 - V_{\text{UD}}^2)/V_{\text{UD}}^2$, en fonction de la base projetée.

J'ai utilisé comme instruments de référence *FLUOR* et *AMBER* pour des mesures à $2.2 \mu\text{m}$ d'un objet ayant un diamètre $\theta_{\star} = 1.5 \text{ mas}$. On remarque par exemple que *AMBER* en moyenne et haute résolution ne fera pas la différence entre les modèles si on observe avec une base $B_p < 165 \text{ m}$. À basse résolution, une coquille sphérique de diamètre angulaire de $3\theta_{\star}$ est détectable à partir de $B_p \approx 75 \text{ m}$.

FLUOR qui est beaucoup plus précis ($\sigma(V^2)/V^2 \sim 2\%$, et peut même atteindre 1% avec un bon étalonnage et un haut rapport signal à bruit), détectera la coquille à partir de 45 m de base, alors que le disque assombri nécessite $B_p > 80 \text{ m}$. En pratique, le force de l'assombrissement centre-bord est difficile à estimer et nécessite généralement des mesures dans le second lobe de la fonction de visibilité.

4.7 Observations de Céphéides avec FLUOR

Je présente dans cette section quelques premiers résultats des observations de Céphéides avec l'instrument *FLUOR*. Ce long programme d'observation, qui s'est terminé en août 2011, s'est déroulé en trois campagnes d'observations sur deux ans (juin 2010, novembre 2010 et

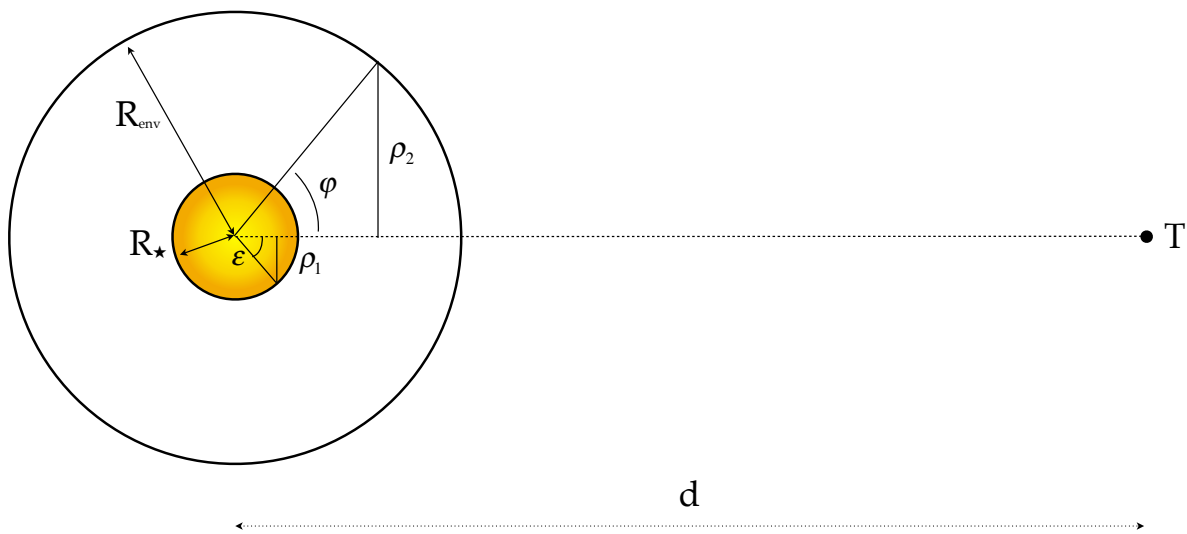


Fig 4.10 – Géométrie d'une étoile avec une couronne sphérique

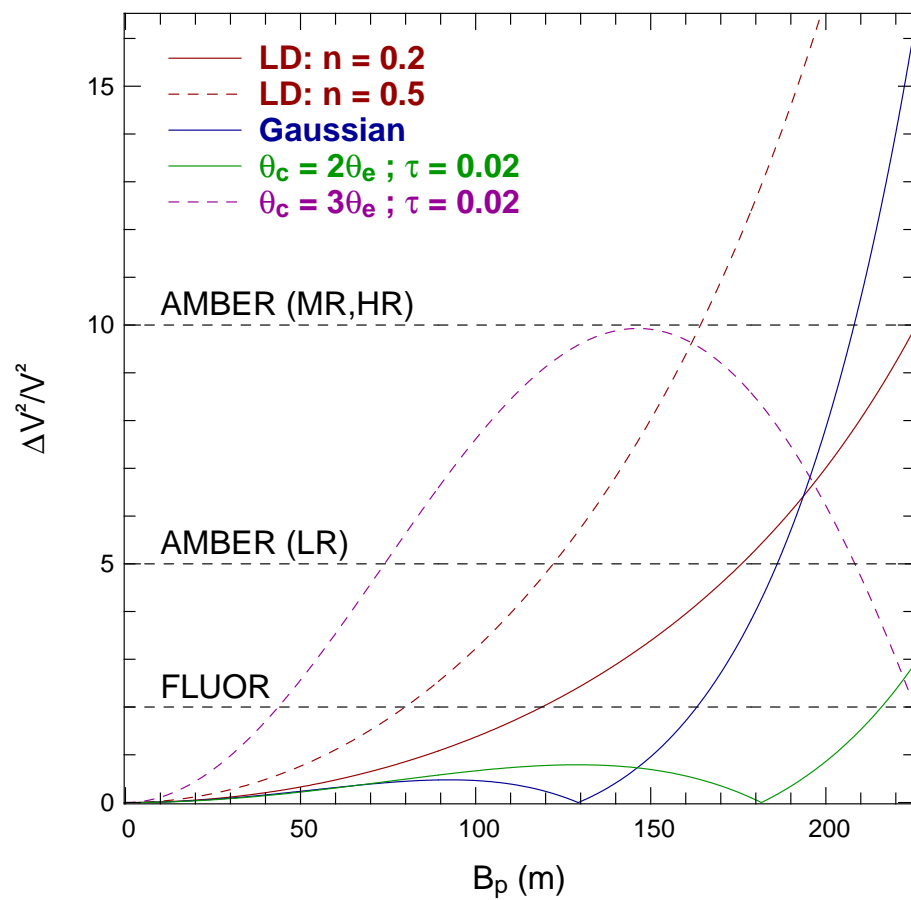


Fig 4.11 – Distinction des différents modèles : les légendes et couleurs sont identiques à celles de la Fig. 4.9.

août 2011) auxquelles j'ai pleinement participé. Nous avons pu acquérir plusieurs mesures de visibilité pour 17 Céphéides. Ces données sont toujours en cours de réduction et d'analyse.

Le premier objectif de ce programme est de détecter la pulsation des Céphéides afin d'appliquer la méthode de *Baade-Wesselink*, pour au final obtenir une estimation indépendante de leur distance. Le second objectif est de vérifier la présence ou pas d'une enveloppe autour des étoiles de notre échantillon.

4.7.1 Présentation de l'interféromètre CHARA

L'interféromètre optique et infrarouge *CHARA* (Center for High Angular Resolution Astronomy) est situé au Mont Wilson, près de Los Angeles en Californie. Ce réseau comprend six télescopes fixes de 1 m de diamètre, disposés dans une configuration en "Y" (non redondance des bases). Il est pleinement opérationnel depuis 2005 et dispose de 15 bases allant de 34 à 331 m. La configuration de cet interféromètre se trouve sur la Fig. 4.12 et les longueurs de base au sol sur la Table 4.1. Le nom des télescopes représente la direction de la branche sur laquelle ils se trouvent : S pour Sud, E pour Est et W pour Ouest.

Les miroirs secondaires sont montés sur un système piézo-électrique afin de permettre une correction du tip/tilt. La lumière est ensuite conduite vers les lignes à retard à travers des tubes sous vide (pour réduire les effets de dispersion dans l'air). L'égalisation des chemins optiques entre les deux télescopes est effectuée grâce à deux sous-systèmes. Le premier système, composé de 6 miroirs de repliement (appelés "pop"), est utilisé afin d'introduire un retard fixe. Le second est un système de miroirs montés sur des chariots mobiles permettant une égalisation plus précise et un suivi avec la rotation diurne (je rappelle que pour observer des franges d'interférences, les deux ondes électromagnétiques des deux télescopes doivent être cohérentes temporellement, c'est à dire arriver en même temps à l'instrument de recombinaison). Le réseau *CHARA* peut ensuite alimenter 6 instruments de recombinaison, deux dans le visible et quatre dans l'infrarouge :

- *MIRC* : acronyme de Michigan IR Combiner, il recombine les faisceaux provenant de 6 télescopes dans l'intervalle de longueur d'onde 1.45–2.5 μm à faible résolution spectrale.
- *CLASSIC* : recombine deux faisceaux en bande *H* ou *K'*.
- *CLIMB* : acronyme de CLassic Interferometry on Multiple Baselines. Cette instrument fait interférer 3 télescopes en bande *H* ou *K'*.
- *PAVO* : acronyme de Precision Astronomical Visible Observations, il recombine 3 faisceaux lumineux dans le visible (0.63–0.95 μm).
- *VEGA* : acronyme de Visible spEctroGraph and polArimeter. C'est un recombinateur 4 télescopes (3 pour le moment) dans la bande spectrale 0.4–0.9 μm avec trois résolutions spectrales possibles.
- *FLUOR* : acronyme de Fiber Linked Unit for Optical Recombinaison, il fait interférer deux faisceaux en bande *K'*.

Note historique

Je ne peux pas parler de *CHARA* sans dire quelques mots sur l'histoire de l'observatoire du Mont Wilson, fondé en 1904 par George Ellery Hale. Il abrita de nombreuses découvertes et expériences scientifiques : la première expérience réussite d'interférométrie stellaire par le prix nobel A. Michelson, la détermination de la vitesse de lumière également par A. Michelson, la preuve de l'expansion de l'univers par E. Hubble, où encore la découverte du champ magnétique solaire par G. Hale. Le Mont Wilson est un temple de l'histoire astrono-

mique et rentre encore dans l'histoire aujourd'hui grâce à l'une des premières recombinaisons interférométriques à six télescopes (le 9 juillet 2011 avec l'instrument *MIRC*).

4.7.2 Principe de fonctionnement de *FLUOR*

L'instrument *FLUOR* est installé et opérationnel sur *CHARA* depuis 2003 (Coudé du Foresto et al. 2003). Il permet la recombinaison de faisceaux provenant de deux télescopes en bande K' ($\lambda_0 = 2.15 \mu\text{m}$ et $\Delta\lambda = 0.3 \mu\text{m}$), et peut atteindre une précision absolue sur la mesure de visibilité carrée de 1 %.

Le principe de *FLUOR* est d'utiliser une fibre monomode pour filtrer spatialement l'onde entrante. Cela permet de transformer les perturbations du front d'onde liées aux turbulences atmosphériques en fluctuations d'intensité. Ces fluctuations sont mesurables pendant une série d'observations et permettent de corriger les interférogrammes de presque tous les effets de la turbulence, la seule perturbation restante étant le piston.

J'illustre le schéma d'ensemble de *FLUOR* sur la Fig. 4.13. Les deux faisceaux arrivant des lignes à retard de *CHARA* sont injectés dans les fibres monomodes puis orientés vers le coupleur triple. Ce dernier a pour fonction de prélever les deux signaux photométriques P_1 et P_2 (nécessaires à la correction des fluctuations d'intensité) et de combiner les faisceaux pour obtenir deux signaux interférométriques I_1 et I_2 (en opposition de phase). Ces signaux sont ensuite acheminés vers la caméra infrarouge.

Comme la recombinaison se fait dans le plan pupille, les franges doivent être enregistrées en modulant temporellement l'un des faisceaux, c'est à dire en balayant l'interférogramme autour de la différence de marche nulle. C'est la fonction de la ligne à retard interne de *FLUOR*, constituée d'un miroir monté sur un système piézo-électrique permettant une modulation de $\sim 100 \mu\text{m}$ en $\sim 0.5 \text{ s}$.

La sensibilité de l'instrument est fixée par la fréquence d'échantillonnage des franges (500 Hz). La source doit en effet être assez brillante pour avoir un bon rapport signal à bruit en quelques millisecondes. À ce jour, la magnitude limite de *FLUOR* est $K \sim 4-5$.

4.7.3 Acquisition des interférogrammes

La séquence commence par une acquisition à obturateur fermé de la voie 1, puis 2, puis les deux simultanément, afin de mesurer le courant d'obscurité, l'offset et la matrice des κ (que nous verrons dans la section suivante). Chaque interférogramme est ensuite obtenu en balayant la différence de marche δ de part et d'autre de $\delta = 0$: c'est le codage temporel. J'expose un exemple des signaux obtenus en sortie de *FLUOR* sur la Fig. 4.14. La séquence se termine par une dernière mesure du courant d'obscurité avec les deux voies fermées.

Pour chaque étoile, on mesure des centaines d'interférogrammes afin de réduire les erreurs statistiques sur la mesure finale. Un exemple d'une série d'acquisition est présenté sur la Fig. 4.15

4.7.4 Estimation de la visibilité

La méthode d'estimation des visibilités est exposée en détail par Coudé du Foresto et al. (1997) et Kervella et al. (2004e), j'en reprends ici les grandes lignes. J'illustrerai mes propos avec des données obtenues sur l'étoile Véga, car c'est une étoile brillante et la longueur de base utilisée lors des observations était courte (S1-S2), facilitant ainsi l'observation des franges d'interférences. Enfin, le code que j'ai utilisé est celui qui a été développé par Mérand

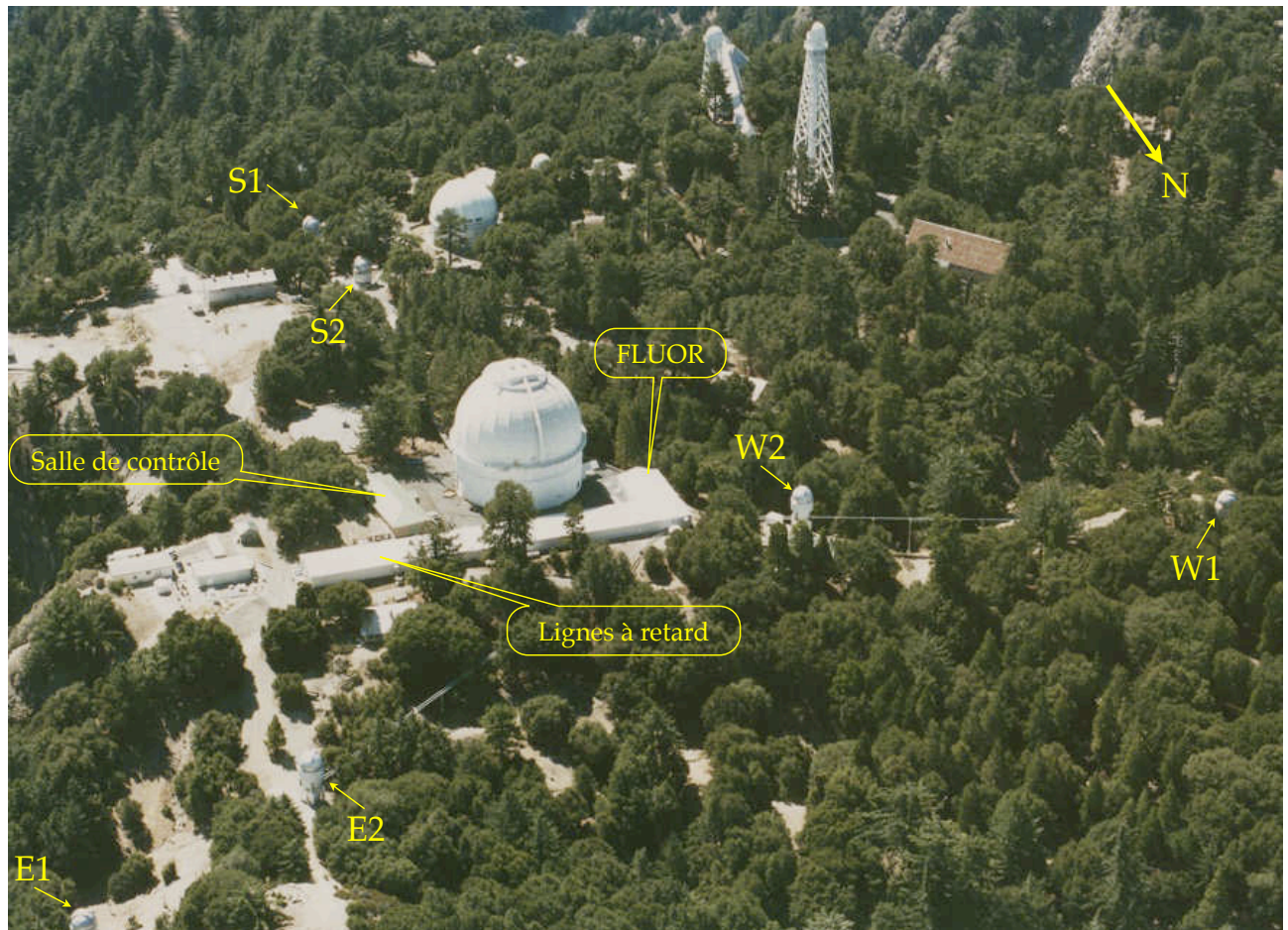


Fig 4.12 – Configuration de l'interféromètre *CHARA* : les emplacements des six télescopes de 1 m sont indiqués par des flèches jaunes (photo de G. Van Belle).

Télescopes	Base (m)	PA (°)
S1–S2	34.07	350.29
E1–E2	65.88	236.60
W1–W2	107.92	99.11
E2–W2	156.27	243.23
S2–W2	177.45	339.08
S1–W2	210.97	340.88
E1–W2	221.82	241.27
E2–S2	248.13	17.87
S2–W1	249.39	317.18
E2–W1	251.34	257.73
S1–W1	278.50	321.02
E2–S1	278.76	14.63
E1–S2	302.33	25.70
E1–W1	313.53	253.39
E1–S1	330.66	22.28

TABLE 4.1 – Configurations des différents télescopes : l'angle de projection PA est mesuré par rapport au sud.

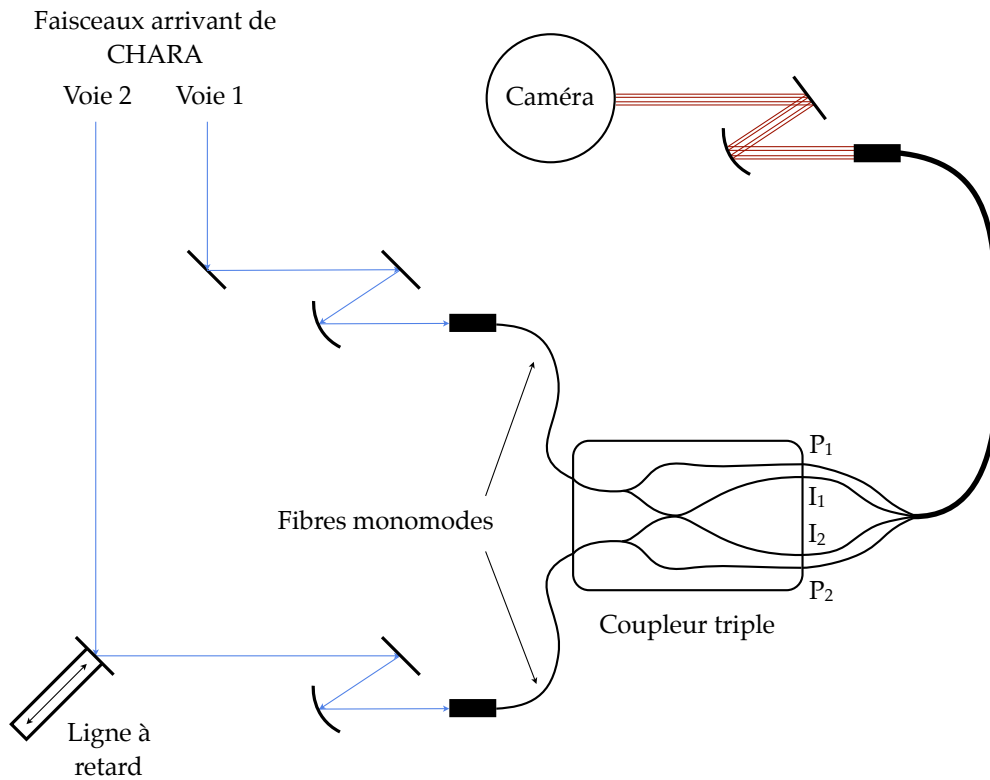


Fig 4.13 – **Schéma d'ensemble FLUOR** : trajet optique des faisceaux depuis la sortie des lignes à retard jusqu'au détecteur.

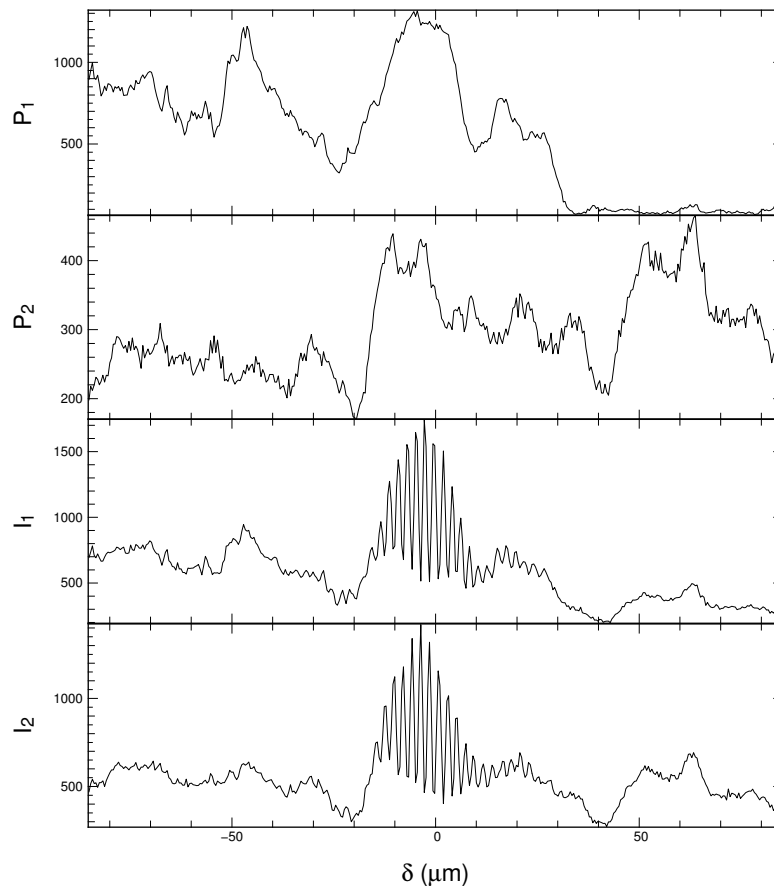


Fig 4.14 – **Signaux de sortie** : signaux brutes en fonction de la différence de marche obtenus pour l'étoile Véga. Le flux est en ADU.

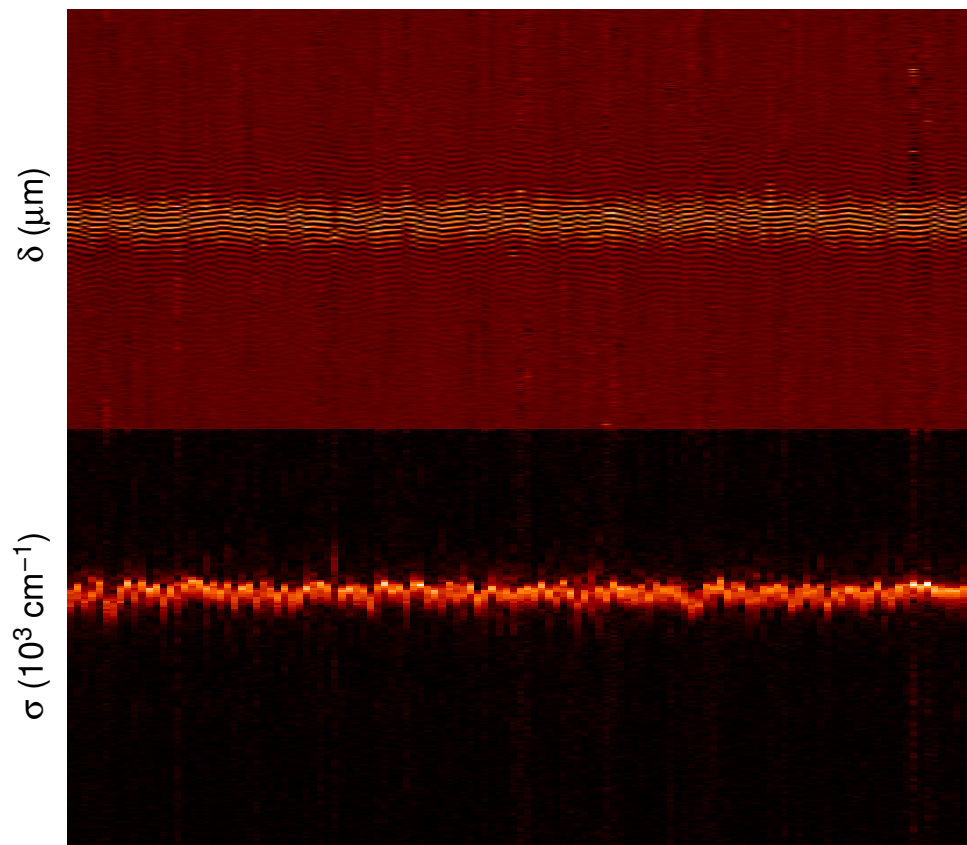


Fig 4.15 – Exemple de série d’acquisition d’interférogrammes : en haut, franges d’interférences obtenues par soustraction des signaux interférométriques. En bas, puissance spectrale (transformée de *Fourier*) des interférogrammes. Les signaux proviennent de l’étoile VÉGA, présentés sur la Fig. 4.14.

et al. (2006a).

L'interférogramme contient une partie basse fréquence, liée aux variations d'intensité dans chaque voie du coupleur, et une partie haute fréquence, liée à la modulation des franges d'interférences. Seule la partie haute fréquence nous intéresse, il faut donc, pour avoir une bonne estimation de la visibilité, corriger ces variations. Les autres sources de bruit que sont le bruit de lecture et de photons doivent également être estimées et supprimées.

Je présente sur la Fig. 4.16, le spectre de puissance (TF) de toutes les sorties du coupleur avant toute correction pour chaque mode d'acquisition (sur une moyenne de 127 interférogrammes). On remarque clairement à basse fréquence l'effet des fluctuations photométriques. Le pic de franges se situe à $\sigma \sim 5000 \text{ cm}^{-1}$, tandis que l'autre pic plus petit à $\sigma \sim 11000 \text{ cm}^{-1}$ est une caractéristique du bruit de lecture. Le bruit de fond, en moyenne plat pour $\sigma \gtrsim 5000 \text{ cm}^{-1}$, est lié au bruit de photons et le bruit de détecteur.

La première étape consiste à corriger les quatre voies du courant d'obscurité et de l'offset pour estimer le zéro photométrique. Il faut ensuite déterminer la contribution des signaux photométriques aux signaux interférométriques, qui introduit un signal basse fréquence dans l'interférogramme. On cherche alors les coefficients $\bar{\kappa}_{ij}$ tels que :

$$I_{1,\text{BF}} = \bar{\kappa}_{11} P_1 + \bar{\kappa}_{12} P_2 \quad \text{et} \quad I_{2,\text{BF}} = \bar{\kappa}_{21} P_1 + \bar{\kappa}_{22} P_2$$

Pour cela on utilise les signaux obtenus avec obturateur fermé, soient $I_1 = \bar{\kappa}_{11} P_1$ et $I_2 = \bar{\kappa}_{21} P_1$ pour la voie 1 ouverte et 2 fermée, et $I_1 = \bar{\kappa}_{12} P_2$ et $I_2 = \bar{\kappa}_{22} P_2$ pour la voie 1 fermée et 2 ouverte. Les coefficients $\bar{\kappa}_{ij}$ sont ensuite ajustés par moindres carrés de façon à minimiser $\sum_{\delta} [I_{i,\text{BF}} - \bar{\kappa}_{i1} P_1 - \bar{\kappa}_{i2} P_2]^2$, avec $i = 1, 2$ représentant les deux voies interférométriques.

Une fois les coefficients $\bar{\kappa}_{ij}$ connus, on déduit la partie modulée de l'interférogramme corrigé en soustrayant la composante basse fréquence et en appliquant un facteur de normalisation :

$$I_{\text{cor},i}(\delta) = \frac{I_i(\delta) - \bar{\kappa}_{i1} P_1(\delta) - \bar{\kappa}_{i2} P_2(\delta)}{\sqrt{\bar{\kappa}_{i1} P_1(\delta) \bar{\kappa}_{i2} P_2(\delta)}}$$

Les deux voies interférométriques sont ensuite soustraites afin de supprimer les fluctuations photométriques résiduelles et le bruit introduit lors de l'étalonnage photométrique :

$$I(\delta) = \frac{I_{\text{cor},1}(\delta) - I_{\text{cor},2}(\delta)}{2}$$

Par définition, dans le cas monochromatique cette quantité est égale à :

$$I_{\lambda}(\delta) = \frac{1}{2} B(\lambda) T_r(\lambda) \mu(B, \lambda) \cos(2\pi\delta/\lambda + \phi(\lambda)) + S_b$$

où $B(\lambda)$ représente le spectre de l'étoile, $T_r(\lambda)$ la transmission de *FLUOR*, $\mu(B, \lambda)$ le module de la visibilité complexe (Équ. 4.4), $\phi(\lambda)$ sa phase et S_b le bruit de lecture et le bruit de photons.

Le module de la visibilité complexe est ensuite estimé à partir de la densité spectrale de puissance (DSP), c'est à dire du carré du module de la transformée de *Fourier* de $I_{\lambda}(\delta)$:

$$\tilde{I}_{\lambda}(\delta)^2 = \frac{1}{4} B(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 \mu(B, \lambda)^2 + \tilde{S}_b^2$$

où le symbole \sim représente la transformée de *Fourier*.

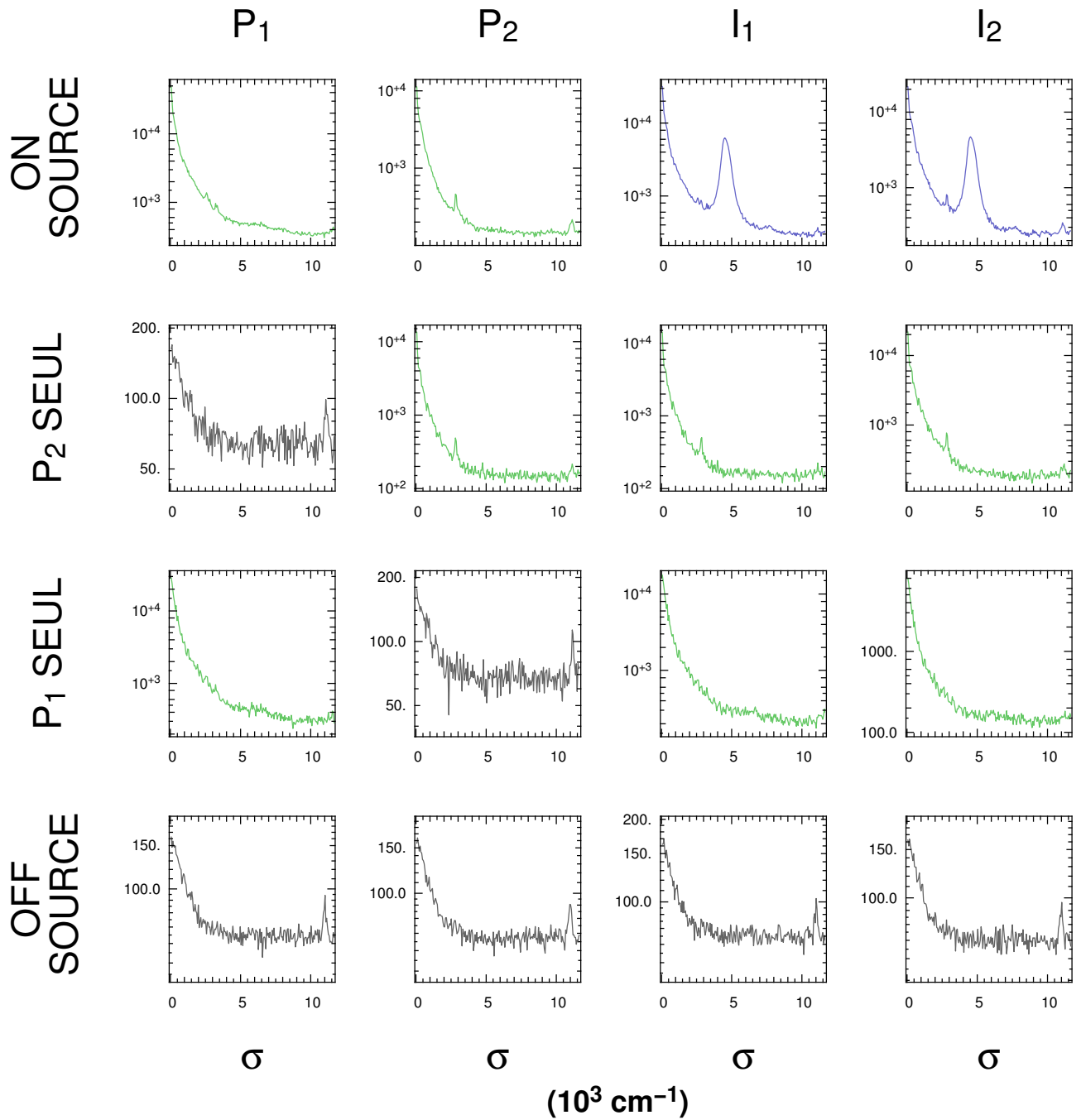


Fig 4.16 – **Spectre de puissance des signaux de sortie** : chaque voie est indiquée pour chaque mode d'acquisition. Les données sont celles des Fig. 4.14 et 4.15 de l'étoile Véga.

Toutefois, pour avoir une estimation non biaisée de μ^2 , il faut supprimer à la DSP le bruit $\tilde{S}_b^2 = \tilde{S}_{\text{lec}}^2 + \tilde{S}_{\text{ph}}^2$. La DSP du bruit de lecture \tilde{S}_{lec}^2 est déterminée en utilisant les acquisitions hors-source (HS), c'est à dire avec les mesures obtenues avec les deux obturateurs fermés :

$$I_{\text{HS},i}(\delta) = \frac{I_{\text{HS},i}(\delta) - \bar{\kappa}_{i1} P_{\text{HS},1}(\delta) - \bar{\kappa}_{i2} P_{\text{HS},2}(\delta)}{\sqrt{\bar{\kappa}_{i1} P_{\text{HS},1}(\delta) \bar{\kappa}_{i2} P_{\text{HS},2}(\delta)}} \implies I_{\text{HS}}(\delta) = \frac{I_{\text{HS},1}(\delta) - I_{\text{HS},2}(\delta)}{2}$$

et donc $\tilde{S}_{\text{lec}}^2 = \tilde{I}_{\text{HS}}(\delta)^2$. Afin d'éviter de rajouter du bruit aux basses fréquences, on a calculé ici la valeur moyenne (sur tout les mesures) du dénominateur.

Le bruit de photons est déterminé grâce à ses propriétés (bruit blanc) et a donc un spectre uniforme. Sa DSP est estimée en soustrayant à $\tilde{I}_\lambda(\delta)^2$, sa valeur moyenne à haute fréquence en dehors du pic des franges. Il ne reste plus qu'à estimer la densité spectrale de puissance corrigée $\tilde{I}_{\text{corr},\lambda}(\delta)^2 = \tilde{I}_\lambda(\delta)^2 - \tilde{S}_{\text{lec}}^2 - \tilde{S}_{\text{ph}}^2$ et d'estimer le module de la visibilité complexe normalisé, en tenant compte de la largeur de bande :

$$\mu^2(u, v) = \frac{\int_{\Delta\lambda} B(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 \mu^2(B, \lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} B(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 d\lambda}$$

La Fig. 4.17 illustre les résultats obtenus pour l'étoile Véga. Sur l'image de gauche est représenté le type d'interférogramme obtenu après soustraction des deux voies interférométriques corrigées des variations photométriques. L'image de droite illustre la DSP obtenue sur tous les interférogrammes après corrections. L'intégrale de cette DSP (en bleu) fournira une estimation de $\mu^2(u, v)$.

Le terme de normalisation est appelé facteur de forme et sert à tenir compte de la forme du spectre de la source. Des valeurs typiques de ce paramètre sont données dans Coudé du Foresto et al. (1997). Toutefois, il varie peu en bande K d'un type spectral à un autre (Coudé du Foresto et al. 1997, à l'exception des étoiles froides contenant de fortes bandes d'absorption). Notons également que ce facteur a peu d'importance lors de l'étalonnage de la visibilité si la source de référence a le même type spectral que la source d'intérêt scientifique. Cependant, en bande large le facteur de forme n'a pas d'effet notable, j'en donc pas tenu compte dans le code de réduction utilisé.

4.7.5 Étalonnage de la visibilité

Comme expliqué dans la section 4.4, le terme obtenu ne correspond pas à la visibilité réelle de l'objet à cause de la transmission atmosphérique et instrumentale, nous mesurons en fait la quantité :

$$\mu^2(u, v) = T^2 V^2(u, v)$$

En reprenant les notations précédentes :

$$V^2(u, v) = \left(\frac{\int_{\Delta\lambda} B(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 \mu^2(B, \lambda) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} B_{\text{ref}}(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 \mu_{\text{ref}}^2(B, \lambda) d\lambda} \right)^2 \left(\frac{\mathcal{F}(\text{ref})}{\mathcal{F}} \right)^2$$

où $\mathcal{F}^2 = \int_{\Delta\lambda} B(\lambda)^2 T_r(\lambda)^2 d\lambda$ pour la source d'intérêt et de référence.

En pratique, pour un meilleur étalonnage, on observe une étoile étalon avant et après afin d'interpoler la fonction T^2 à l'instant de la mesure de l'étoile scientifique.

4.7.6 Choix des étoiles étalons

On ne peut bien sûr pas prendre n'importe quelle étoile comme source de référence. Divers critères de sélection doivent être pris en compte, voici les principaux :

- la source de référence doit avoir un type spectral connu pour l'évaluation du facteur de forme.
- elle doit être proche (dans le plan ciel) de la source d'intérêt pour 1) être dans les mêmes conditions atmosphériques et 2) éviter un temps de déplacement des télescopes trop long.
- Son diamètre angulaire doit être connu avec la meilleure précision possible pour une base donnée. En effet, l'erreur sur le diamètre de la source de référence se propage sur l'erreur de la visibilité lors de l'étalonnage.

4.7.7 Estimation de l'erreur sur la visibilité

L'erreur finale sur la visibilité de l'objet d'intérêt se compose des erreurs statistiques et systématiques. Les erreurs statistiques sont liées à l'estimation du module de la visibilité complexe μ^2 pour l'étoile d'intérêt et de référence. L'erreur statistique de chaque étoile est estimé à partir de la méthode de bootstrapping, c'est à dire que l'on effectue n tirages aléatoires avec remise de N valeurs afin d'en étudier la dispersion statistique (en général $n > 1000$).

L'erreur systématique est liée à l'estimation de la visibilité théorique des étoiles étalons observées avant et après. En prenant le modèle du disque uniforme, l'erreur sur la visibilité théorique d'une étoile de référence est :

$$e_{V^2} = 4 V J_2(x) \frac{\sigma_{\theta_{UD}}}{\theta_{UD}}$$

avec $x = \pi\theta B/\lambda$. On remarque l'intérêt d'avoir une étoile étalon avec une mesure précise de son diamètre. L'erreur systématique finale est évaluée en suivant la méthode de Perrin (2003) qui tient compte d'éventuelles corrélations entre deux étoiles de référence.

L'erreur finale sur la visibilité de l'étoile est finalement la somme quadratique des erreurs statistiques et systématiques.

4.7.8 L'échantillon d'étoiles

Nous avons observé un échantillon de 17 Céphéides avec des longueurs de base allant de 150 à 331 m. Je ne présenterai ici que les premiers résultats de quelques étoiles uniquement car ces données sont toujours en cours de réduction et d'analyse. J'ai choisi les Céphéides Y Oph, S Sge, U Vul et R Sct dont le journal de ces observations est présenté dans la Table 4.2.

Chaque visibilité présentée dans la Table 4.2 a été étalonnée en utilisant des étoiles de référence du catalogue Mérand et al. (2005). Leurs propriétés sont exposées dans la Table 4.3.

L'objectif est d'appliquer la méthode de Baade–Wesselink (BW), c'est à dire de déterminer grâce aux variations du diamètre angulaire, la distance de l'étoile et son rayon moyen. Les éléments nécessaires sont des mesures de vitesse radiale (prises dans la littérature), des mesures de diamètre angulaire fournis par FLUOR et les éphémérides de l'étoile (période P et époque de référence T_0).

Nom	MJD	B_p (m)	PA ($^\circ$)	V^2
Y Oph	55353.363	234.04	-47.69	0.2700 ± 0.0143
	55353.385	248.27	-49.81	0.2361 ± 0.0125
	55355.318	286.90	35.570	0.0994 ± 0.0050
	55356.272	310.27	39.690	0.0524 ± 0.0070
	55356.363	257.71	27.420	0.1567 ± 0.0191
	55362.324	271.74	31.860	0.1362 ± 0.0056
	55363.344	248.55	79.590	0.2236 ± 0.0106
	55364.306	154.75	69.44	0.5822 ± 0.0200
	55366.248	219.79	66.330	0.3569 ± 0.0145
U Vul	55355.458	316.44	17.53	0.4211 ± 0.0156
	55361.459	300.15	67.37	0.4457 ± 0.0194
	55362.489	310.10	5.36	0.4137 ± 0.0164
	55366.396	220.46	63.25	0.7120 ± 0.0143
	55778.302	316.09	17.06	0.4162 ± 0.0197
	55778.402	310.72	-7.43	0.4164 ± 0.0088
	55778.454	318.20	-19.72	0.3933 ± 0.0152
	55779.304	315.30	15.98	0.4192 ± 0.0085
	55779.329	311.79	10.05	0.4295 ± 0.0054
	55780.258	322.90	25.02	0.4430 ± 0.0064
	55780.373	309.48	-1.60	0.4521 ± 0.0071
	55781.341	280.66	61.55	0.5638 ± 0.0097
	55784.320	278.34	-49.49	0.5122 ± 0.0098
	55786.338	309.65	3.14	0.4202 ± 0.0038
	55786.431	320.36	-12.86	0.4078 ± 0.0058
	55787.320	310.54	6.89	0.4409 ± 0.0106
	55790.255	250.12	75.89	0.6293 ± 0.0050
S Sge	55366.414	218.76	63.04	0.6763 ± 0.0110
	55778.279	317.86	25.14	0.4497 ± 0.0210
	55778.379	301.34	1.71	0.4436 ± 0.0262
	55779.353	302.93	7.80	0.4472 ± 0.0139
	55779.375	301.38	2.09	0.4437 ± 0.0143
	55780.392	301.53	-3.13	0.4321 ± 0.0099
	55781.360	271.36	62.07	0.4896 ± 0.0078
	55782.340	230.12	4.26	0.6072 ± 0.0186
	55782.362	229.76	-0.89	0.5955 ± 0.0196
	55784.345	278.21	-50.62	0.4766 ± 0.0113
	55786.384	302.01	-5.23	0.4826 ± 0.0069
	55787.365	301.29	-1.15	0.4637 ± 0.0081
R Sct	55366.290	220.280	66.580	0.0953 ± 0.0027

TABLE 4.2 – **Journal des observations de quelques Céphéides** : MJD représente le jour Julien modifié ($MJD = JD - 2\,400\,000.5$), B_p est la base projetée, PA correspond à l'angle de projection de la base et V^2 dénote la visibilité carrée étalonnée.

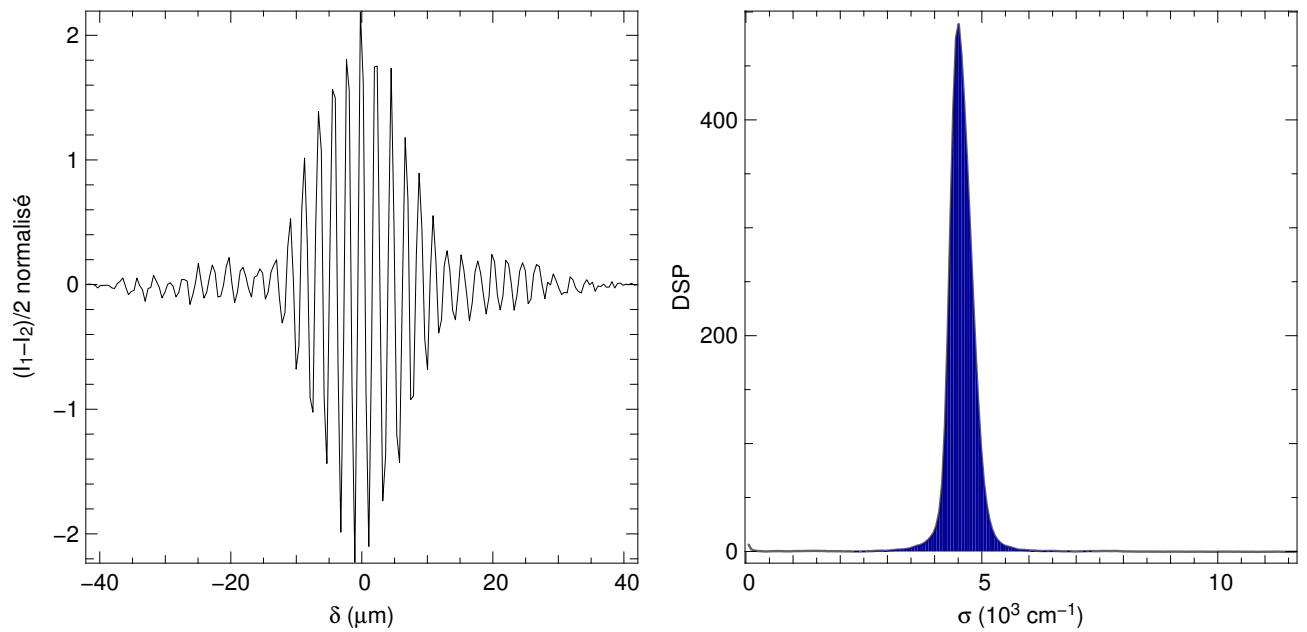


Fig 4.17 – Densité spectrale de puissance corrigée de l'étoile Véga

Étoile de référence	Cible	Type spectral	Diamètre de disque uniforme (mas)	K
HD 162113	Y Oph	K0 III	0.904 ± 0.012	4.5
HD 169113		K1 III	0.897 ± 0.011	3.6
HD 187193	U Vul	K0 II -III	0.893 ± 0.012	3.9
HD 187193	S Sge	K0 II -III	0.893 ± 0.012	3.9
HD 169113	R Sct	K1 III	0.897 ± 0.011	3.6

TABLE 4.3 – Paramètres des étoiles de référence

4.7.8.1 Y Oph

Pour cette étoile j'ai suivi le même procédé que Mérand et al. (2007, ci-après M07) afin de compléter l'échantillon de points et d'estimer avec une meilleure précision la distance de Y Oph. Ces auteurs ont déterminé une distance de l'étoile de 491 ± 18 pc et un rayon moyen $R = 67.8 \pm 2.5 R_{\odot}$. Ils ont également détecté une enveloppe circumstellaire contribuant pour $5 \pm 2\%$ du flux photosphérique. En appliquant un modèle d'étoile entourée d'une couronne sphérique, j'ai pu déterminer une taille angulaire de cette enveloppe.

Nous disposons au total de 16 points de visibilité sur cette étoile, je présente ces différentes mesures sur le plan (u, v) de la Fig. 4.18.

Application de la méthode de Baade–Wesselink

Pour chaque nouvelle nuit d'observation, j'ai ajusté un modèle simple de disque uniforme sur les points de visibilité de la Table 4.2. J'ai ensuite calculé une phase de pulsation moyenne par nuit en utilisant les éphémérides de Fernie et al. (1995a) et en tenant compte du changement de période de pulsation avec le temps de cette Céphéide ($7.2 \pm 1.5 \text{ s yr}^{-1}$), grâce à la relation (Fernie et al. 1995b) :

$$\begin{aligned} D &= JD - 24400007.720 \\ E &= 0.05839 D - 3.865 \times 10^{-10} D^2 \\ P &= 17.12507 + 3.88 \times 10^{-6} E \end{aligned}$$

où JD est la date des observations et P la période de pulsation.

J'ai utilisé les mêmes données de vitesse radiale que M07, interpolées par une fonction de splines périodiques (comme dans le Section 3.5), afin d'avoir un intervalle identique entre chaque point (pour une meilleure intégration). Les données sélectionnées proviennent de Gorynya et al. (1998) et ont été choisies pour la bonne couverture en phase des points. La décroissance avec le temps de l'amplitude photométrique en bande B et V n'a pas d'effet significatif sur les mesures de vitesse radiale, par conséquent bien que les mesures spectroscopiques et interférométriques sont séparées de plusieurs années, aucune correction n'a été appliquée. La courbe de vitesse radiale interpolée est présentée sur la Fig. 4.19.

J'ai ensuite estimé la distance en appliquant la méthode BW sur les mesures de diamètre angulaire de M07 complétées de nos nouveaux points en ajustant la fonction :

$$\theta_{UD}(T) - \theta_{UD}(0) = -2 \frac{kp}{d} \int_0^T (v_{\text{rad}}(t) - v_{\gamma}) dt \quad (4.8)$$

avec $k = \theta_{UD}/\theta_{LD}$, p est le facteur de projection (présenté dans le Chapitre 1), v_{γ} est la vitesse du centre des masses et d dénote la distance. Les paramètres ajustés sont le diamètre moyen $\theta_{UD}(0)$ et le coefficient kp/d . La courbe ajustée du déplacement radial est exposée sur la Fig. 4.20. Notons qu'un décalage de phase de 0.074 ± 0.003 entre les nouvelles observations interférométriques et spectroscopiques a été ajusté. La mesure à courte base (154 m) n'a pas été utilisée car elle est beaucoup moins sensible aux variations du diamètre angulaire, je l'utiliserai par la suite pour l'étude de l'enveloppe circumstellaire.

Ma première approche pour estimer la distance fut d'utiliser le même formalisme et valeurs de paramètres que M07, c'est à dire que j'ai également supposé k et p constant avec la pulsation (pas de preuves observationnelles du contraire existent pour la moment), le facteur $p = 1.27$ mesuré par Mérand et al. (2006b) pour δ Cep ($P = 5.37 \text{ j}$) a été utilisée pour Y Oph, et la

valeur $k = 1.023$ est adoptée pour tenir compte de la présence de l’enveloppe circumstellaire. Je trouve une distance $d = 491 \pm 12$ pc et un rayon moyen $R = 67.8 \pm 1.7 R_{\odot}$. Ces valeurs sont identiques à celles estimées par M07, avec une précision légèrement meilleure.

Cependant la valeur du facteur p utilisée provient de mesures effectuées sur une autre Céphéide, de période de pulsation différente, et peut ne pas être adapté à Y Oph. J’ai donc décidé comme seconde approche d’utiliser la relation $p = -0.08_{\pm 0.05} \log P + 1.31_{\pm 0.06}$ de Nardetto et al. (2009), liant le facteur p à la période de pulsation. Cela donne $p = 1.21 \pm 0.09$ pour Y Oph. Je trouve finalement $d = 468 \pm 12$ pc et $R = 64.6 \pm 1.6 R_{\odot}$. Ces valeurs ne diffèrent pas significativement et sont identiques à 1σ à celles de M07.

Ajustement de l’enveloppe

Pour obtenir des paramètres physiques de l’enveloppe, nous avons besoin de plusieurs mesures à courtes bases. Les données de M07 ne contiennent pas de telles mesures et les nouvelles observations n’en contiennent malheureusement qu’une. J’ai alors combiné à ces observations FLUOR les mesures de visibilité effectuées par Kervella et al. (2004d) avec l’instrument VINCI, fonctionnant dans la même gamme de longueur d’onde, et dont les observations n’ont été réalisées qu’avec des bases relativement courtes ($B_p = 129\text{--}139$ m). Il est maintenant possible de remonter à certains paramètres de l’enveloppe en ajustant un modèle adéquat.

Malheureusement, dans le cas des étoiles variables, si les mesures n’ont pas été effectuées sur une même nuit ou sur un temps négligeable devant la période de pulsation, la courbe de visibilité varie avec la variation du diamètre angulaire, rendant toute application d’un modèle de visibilité incohérente. Pour corriger de ces variations, j’ai suivi la méthode de Mérand et al. (2006a) qui consiste à tracer la visibilité mesurée en fonction d’une pseudo-base B_{θ_0} définie telle que $B_{\theta_0} = B_p(\phi) \theta_0 / \theta(\phi)$, où ϕ représente la phase de pulsation de la Céphéide. Le diamètre $\theta(\phi)$ est déterminé pour chaque date d’observation à partir de sa courbe de variation (Fig. 4.20). Pour une Céphéide sans enveloppe circumstellaire, il en résulte un profil de visibilité $V^2(B_{\theta_0})$ d’une étoile de diamètre θ_0 .

La Fig. 4.21 représente la fonction de visibilité de Y Oph en utilisant le diamètre moyen $\theta_0 = 1.28$ mas (déterminé précédemment) pour la pseudo-base. J’ai commencé par ajuster un modèle de disque assombri (Eq 4.6). J’ai fixé $n = 0.14$, déterminé à partir des modèles hydrostatiques tabulés de Claret (2000, pour les paramètres moyens $T_{\text{eff}} = 5500$ K, $\log g = 1.5$, $M/H = 0.05$ et $v_{\text{turb}} = 4$ kms $^{-1}$). Le seul paramètre libre est le diamètre angulaire. Le résultat est tracé sur la Fig. 4.21 en vert et le diamètre angulaire est exposé dans la Table 4.4. Le cas où n et θ_{LD} sont laissés libres n’est pas cohérent avec ce que l’on attend pour une Céphéide, car l’étoile serait fortement assombrie et un diamètre angulaire beaucoup trop grand.

À la vue des visibilité légèrement plus faibles mesurées par VINCI (en rouge), j’ai décidé d’ajuster un autre modèle, celui d’un disque assombri entouré d’une couronne sphérique (Équ. 4.7). Ce modèle est illustré en bleu sur la Fig. 4.21 où j’ai gardé n et ϵ fixes ($\epsilon = F_{\text{cse}}/F_{\star} = 0.05$ d’après M07). Les autres paramètres laissés libres (τ , θ_{LD} et θ_{cse}) sont exposés dans la Table 4.4.

On constate que le premier modèle donne un χ^2 réduit légèrement meilleur. Cependant, le second modèle semble plus pertinent car le diamètre de l’enveloppe est mesuré à plus de 3σ . Cela confirme le résultat de M07 concernant la présence d’une enveloppe circumstellaire autour de Y Oph. Son extension spatiale est également compatible avec la taille typique des enveloppes autour Céphéides mesurée jusqu’à présent (5.4 mas pour ℓ Car, 8.6 mas pour Polaris et 3.5 mas pour δ Cep).

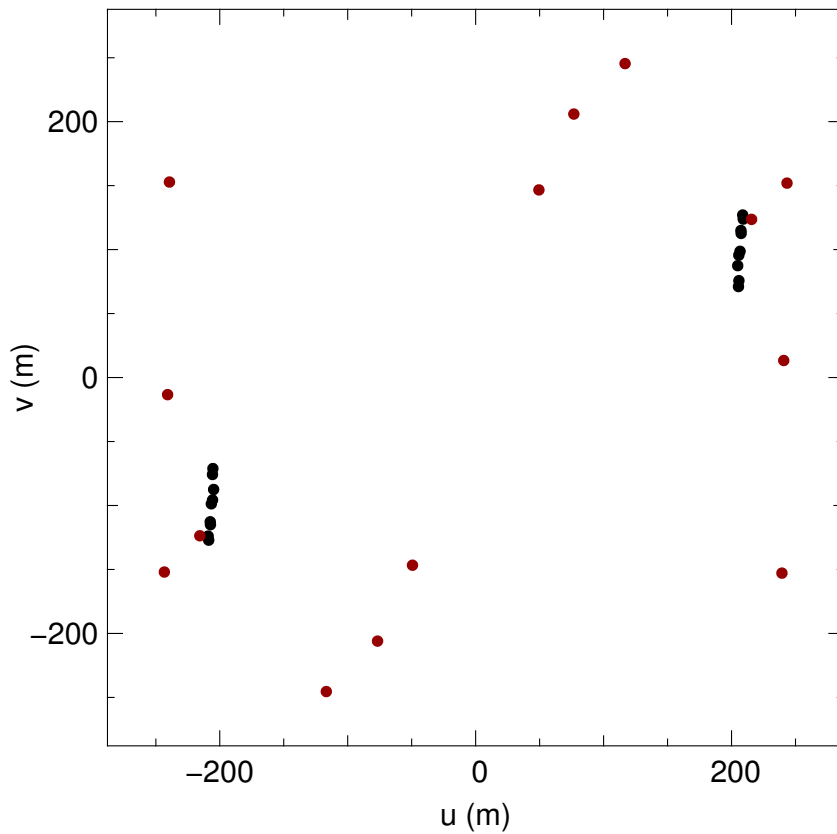


Fig 4.18 – **Plan (u, v) des observations de Y Oph** : les points en noir représentent les observations de M07 et les rouges nos nouveaux points de mesures.

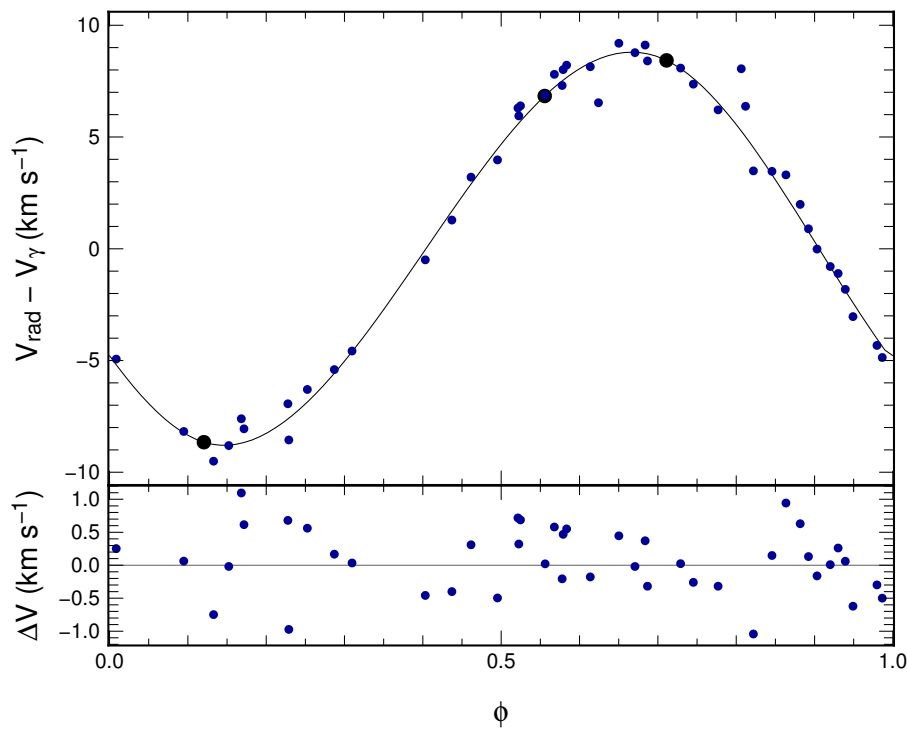


Fig 4.19 – **Courbe de vitesse radiale de Y Oph** : la courbe continue est la fonction de splines ajustée sur les trois points flottants illustrés en noir. La vitesse du centre de masse ($V_\gamma = -7.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$) a été soustraite. Les résidus sont exposés dans la fenêtre du bas.

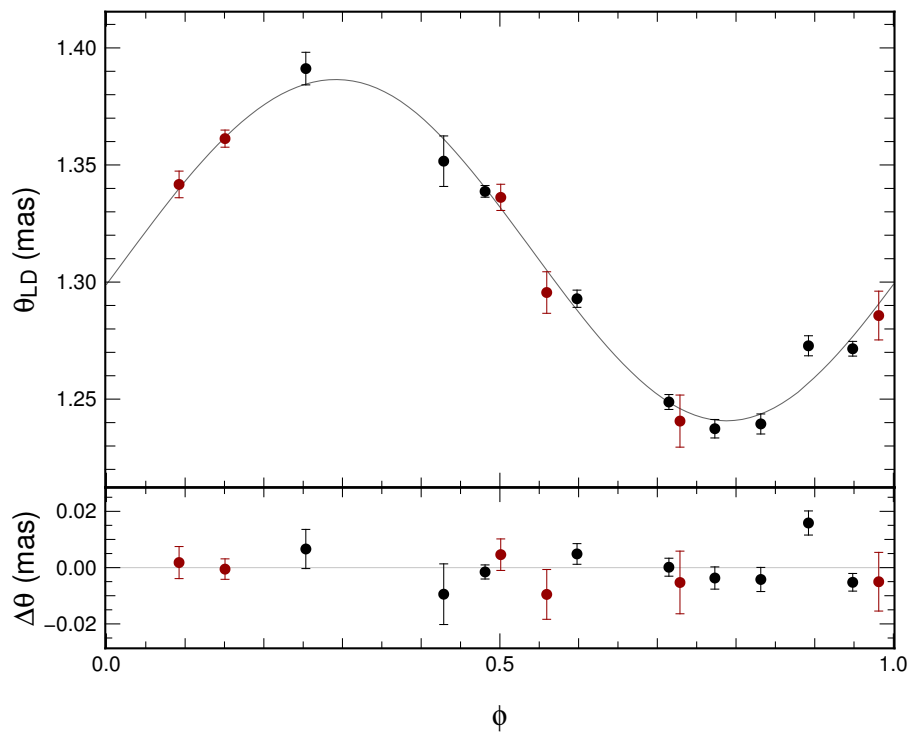


Fig 4.20 – **Variation du diamètre angulaire de Y Oph** : nos points supplémentaires sont illustrés en rouge et ceux de M07 en noir. La courbe en continu représente l'équation 4.8. Les résidus sont exposés dans la fenêtre du bas.

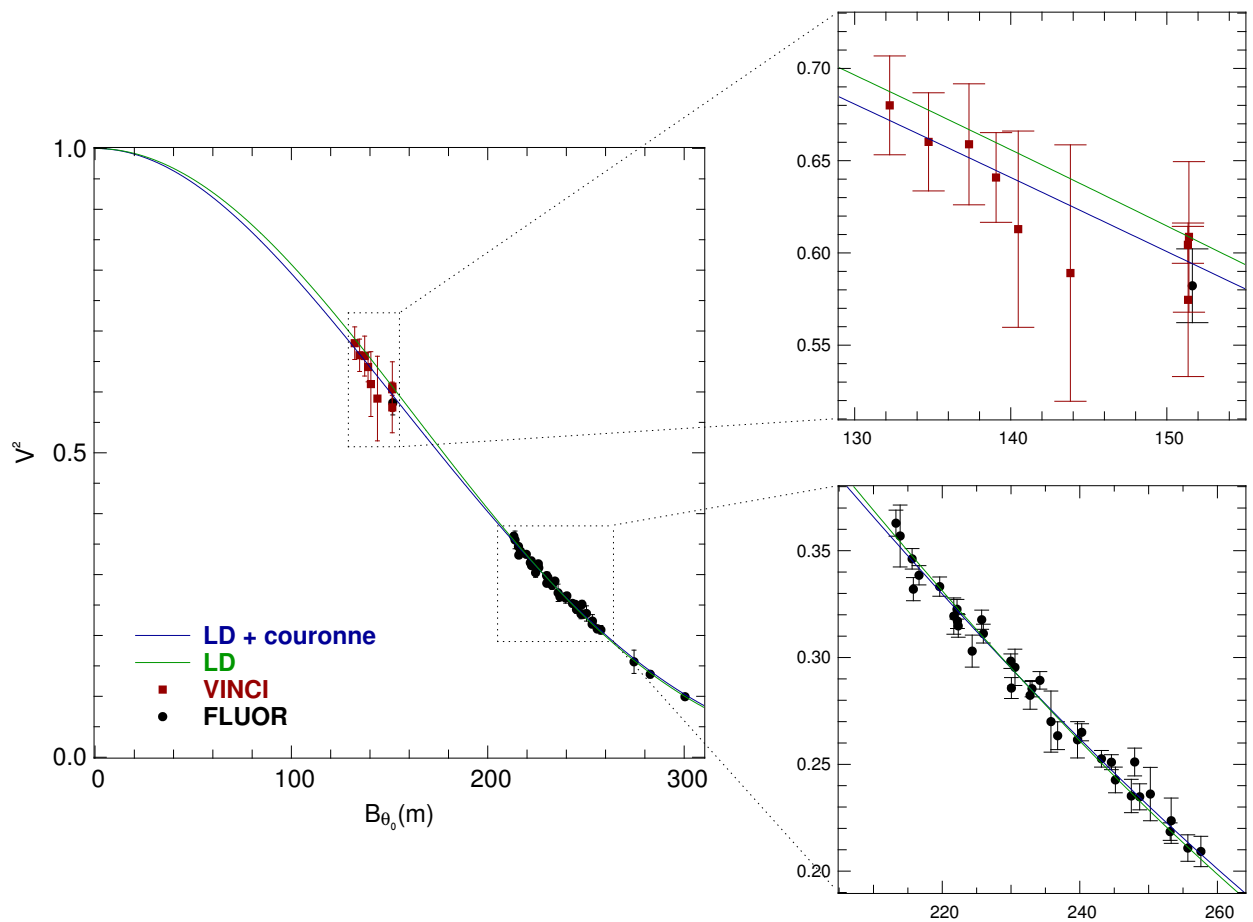


Fig 4.21 – **Fonction de visibilité de Y Oph** : la pseudo-base est choisie pour $\theta_0 = 1.28$ mas. Deux modèles ont été ajustés : un modèle de disque assombri (vert) et un modèle de disque assombri entouré d'une couronne sphérique (bleu).

4.7.8.2 U Vul et S Sge

J'ai utilisé pour l'estimation de la phase de pulsation les éphémérides provenant de Samus et al. (2009) : $P = 7.99068$ jours et $T_0 = 2444939.58$ pour U Vul et $P = 8.38209$ jours et $T_0 = 2442678.792$ pour S Sge. Le journal de ces observations est exposé dans la Table 4.2. La magnitude de ces Céphéides classiques en bande K est 4.11 et 3.84 respectivement pour U Vul et S Sge.

Les étoiles de référence observées proviennent du catalogue de Mérand et al. (2005) et sont présentées dans la Table 4.3. J'ai appliqué la méthode de réduction et d'étalonnage présentée précédemment. Notons que ces observations ont été effectuées avec de longues bases ($B_p > 218$ m), favorisant la détection de la variation du diamètre angulaire.

Diamètre angulaire

Pour chaque mesure de visibilité, un diamètre de disque uniforme (θ_{UD}) a été ajusté. Bien que ce modèle ne soit pas physique, il est particulièrement simple et peut être facilement converti en diamètre de disque assombri (θ_{LD}) grâce à un modèle d'atmosphère stellaire. C'est le rôle du facteur k de l'équation 4.8. Dans le cas d'une loi d'assombrissement (ACB) en loi de puissance $I(\mu) = \mu^\alpha$, on a (Hestroffer 1997) :

$$k = \frac{\theta_{UD}}{\theta_{LD}} \approx 1 - 0.1374 \alpha + 0.0213 \alpha^2$$

J'ai déterminé α à partir des valeurs tabulées de Claret (2000). Cet auteur a utilisé un modèle hydrostatique d'ACB à quatre paramètres dont les valeurs ont été calculées pour diverses bandes photométriques et paramètres stellaires (T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$ et v_{turb}). J'ai donc récolté les quatre paramètres correspondant à la bande K et pour des paramètres stellaires moyens de nos Céphéides : $T_{\text{eff}} = 5800$ K, $\log g = 1.8$, $[M/H] = 0.1$ et $v_{\text{turb}} = 4$ km s⁻¹ (Luck & Andrievsky 2004, identiques pour les deux Céphéides). J'ai ensuite ajusté la loi de puissance pour déterminer $\alpha \approx 0.13$. Je compare sur la Fig. 4.22 la loi à quatre paramètres et la loi de puissance ajustées. On constate la similarité des deux lois dont la différence relative est $< 1\%$ jusqu'à $r = \rho/R_\star = 0.99$ (paramètres de la Fig. 4.8). J'ai préféré la loi de puissance car elle est plus simple à utiliser et il n'est pas nécessaire de connaître les paramètres stellaires.

Vitesse radiale

J'ai recueilli les mesures de Gorynya et al. (1998) pour la Céphéide U Vul. Pour S Sge, j'ai utilisé les données de Barnes et al. (2005), dont les vitesses radiales furent déterminées par la méthode de corrélation croisée. Cette étoile étant une binaire (peut être même un système triple, Evans et al. 1993), les données de Barnes et al. (2005) ont l'avantage d'avoir été préalablement corrigées du mouvement propre de l'étoile sous l'effet gravitationnel du compagnon. J'expose sur la Fig. 4.23 les courbes de vitesse radiale interpolées par une fonction de splines périodiques (comme pour Y Oph).

Estimation de la distance

Nous pouvons maintenant appliquer la méthode BW en adoptant une valeur pour le facteur de projection. J'ai choisi d'utiliser la relation linéaire de Nardetto et al. (2009) pour estimer $p = 1.24 \pm 0.08$ pour les deux Céphéides. Les courbes de variation du diamètre angulaire obtenues sont présentées sur la Fig. 4.24. L'ajustement donne pour U Vul une distance $d = 647 \pm 45$ pc et un rayon moyen $R = 53.4 \pm 3.7 R_\odot$. Pour S Sge, j'obtiens

$d = 661 \pm 57$ pc et $R = 57.5 \pm 4.9 R_{\odot}$. Notons qu'un décalage de phase entre les observations interférométriques et spectroscopiques de -0.072 ± 0.026 pour S Sge a été autorisé.

La précision de ces résultats dépend fortement de la précision sur la mesure de la visibilité. Ces étoiles étant peu brillantes, il est difficile d'obtenir la même précision que pour Y Oph. Néanmoins, ils sont compatibles avec les résultats de Groenewegen (2008), qui estima à partir d'une relation brillance de surface $d = 638 \pm 32$ pc et $R = 50.6 \pm 2.6 R_{\odot}$ pour U Vul et $d = 663 \pm 22$ pc et $R = 55.5 \pm 1.8 R_{\odot}$ pour S Sge. Ces estimations sont également cohérentes avec les prédictions de Moskalik & Gorynya (2005) : $d = 573 \pm 28$ pc et $R = 56.5 \pm 3.2 R_{\odot}$ pour U Vul et $d = 655 \pm 31$ pc et $R = 58.5 \pm 3.3 R_{\odot}$ pour S Sge.

4.7.8.3 R Sct

Je finirai cette étude interférométrique avec cette Céphéide de type II déjà présentée dans le Chapitre 3. Le but ici n'est pas d'appliquer la méthode de BW, car elle pulse de façon irrégulière avec une longue période de 146.5 jours, et surtout, nous n'avons qu'un seul point de mesure. Toutefois, un seul point suffit pour avoir une estimation du diamètre angulaire à la phase $\phi = 0.64$, de plus c'est une mesure à visibilité très faible ($V^2 = 0.0953 \pm 0.0027$) et donc moins sensible à la présence de matière circumstellaire.

La visibilité mesurée de R Sct a été étalonnée en observant l'étoile étalon HD 169113 ($\theta_{LD} = 0.816 \pm 0.011$ mas), sélectionnée dans le catalogue Mérand et al. (2005). J'ai ajusté à ce point de visibilité un modèle de disque assombri avec $\alpha = 0.20$, déterminé à partir des valeurs du modèle hydrostatique de Claret (2000) et pour les paramètres stellaire moyens suivants : $T_{\text{eff}} = 4500$ K, $\log g = 0.0$, $[M/H] = -0.4$ et $v_{\text{turb}} = 3$ km s⁻¹ (Giridhar et al. 2000).

L'ajustement donne un diamètre $\theta_{LD} = 1.81 \pm 0.01$ mas. Il est intéressant de noter que cette valeur est en accord à 4 % et à 1σ avec la valeur estimée à partir de la distribution d'énergie spectrale du Chapitre 3 ($\theta_{LD} = 1.74 \pm 0.06$ mas à $\phi = 0.48$).

4.7.9 Conclusion de l'étude

L'interférométrie est un outil puissant pour l'étude des Céphéides, non seulement pour l'étude de l'assombrissement centre-bord ou des enveloppes circumstellaires (pour les plus proches), mais également pour l'estimation de leur distance via la mesure directe des variations de diamètre angulaire. Ces estimations de la distance de manière indépendante ont un rôle important dans l'étalonnage de la relation période–luminosité, comme expliqué dans le Chapitre 1. Les nouvelles données acquises avec l'instrument *FLUOR* permettront dans les prochains mois d'obtenir un nouvel étalonnage de cette relation P–L.

Grâce à la combinaison des données *FLUOR* et *VINCI*, j'ai pu poursuivre l'étude de M07 concernant l'enveloppe circumstellaire de Y Oph. En utilisant un modèle d'étoile entourée d'une couronne sphérique, j'ai déterminé un diamètre angulaire moyen photosphérique $\bar{\theta}_{LD} = 1.32 \pm 0.01$ mas et une taille angulaire de l'enveloppe de $3.4 R_{\star}$. Cette estimation est cohérente avec la taille angulaire typique des enveloppes mesurée jusqu'à présent pour d'autres Céphéides.

Les premiers résultats concernant la distance et le rayon des Céphéides U Vul et S Sge sont cohérents avec d'autres valeurs estimées (de manière indirecte) dans la littérature. Ces mesures permettront d'estimer par la suite, avec les autres Céphéides de notre échantillon, un nouvel étalonnage de la relation période–rayon, période–luminosité et brillance de surface–couleur.

Modèles	θ_{LD}	n	θ_{cse}	τ	ϵ	χ_r^2
Disque assombri	1.33 ± 0.01	0.14	–	–	–	1.04
Disque assombri	1.47 ± 0.12	1.0 ± 0.8	–	–	–	1.01
Disque assombri + couronne	1.32 ± 0.01	0.14	4.54 ± 1.13	0.011 ± 0.006	0.05 ± 0.02	0.92

TABLE 4.4 – **Résultats de l’ajustement de la visibilité de Y Oph** : les paramètres en gras sont gardés fixes. τ représente la profondeur optique, ϵ est le rapport de flux entre l’enveloppe et l’étoile, et n correspond au paramètre d’assombrissement. θ_{LD} et θ_{cse} représente respectivement le diamètre de l’étoile et de la couronne sphérique. χ_r^2 dénote le χ^2 réduit.

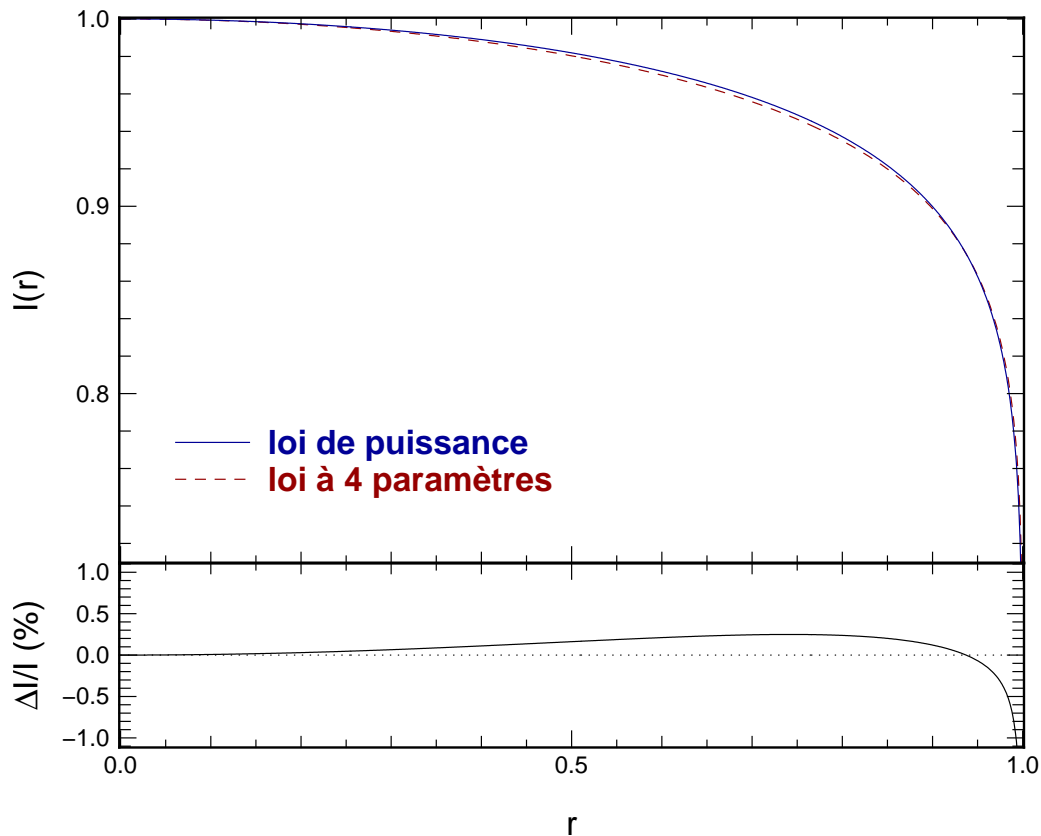


Fig 4.22 – **Comparaison du modèle d’ACB à 4 paramètres et de la loi de puissance** : le paramètre $r = \rho/R_\star$ est défini sur la Fig. 4.8. Les résidus sont exposés dans la fenêtre du bas.

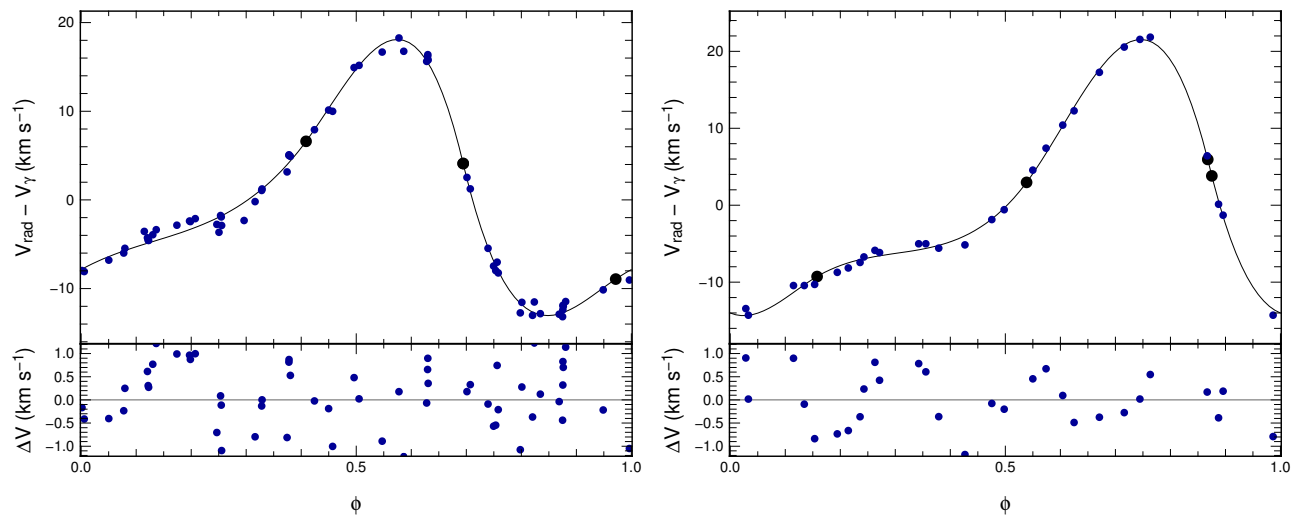


Fig 4.23 – Courbes de vitesse radiale de U Vul et S Sge : à gauche, courbe de l'étoile U Vul corrigée de la vitesse systématique $v_\gamma = -12.9 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$. À droite la courbe de S Sge corrigée de $v_\gamma = -10.3 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Les fenêtres du bas représentent les résidus.

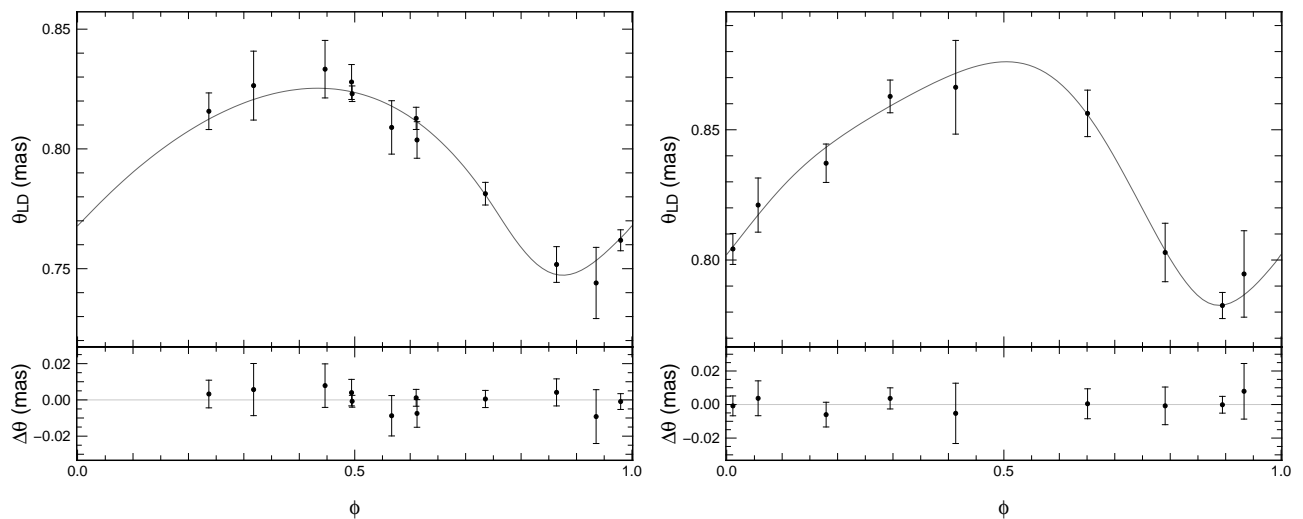


Fig 4.24 – Courbes de variation du diamètre angulaire de U Vul et S Sge : à gauche, l'étoile U Vul et à droite S Sge. La courbe continue sur chaque graphe est l'intégration de la courbe de vitesse radiale où j'ai ajusté la distance, le diamètre moyen et le décalage de phase. Les fenêtres du bas représentent les résidus.

L'interférométrie à grande base, et notamment avec l'instrument *FLUOR*, est devenue l'outil nécessaire à la détermination précise des diamètres angulaires de Céphéides. L'estimation de ces diamètres nous permettra bientôt de réaliser un étalonnage indépendant de la relation P-L et donc, de l'échelle des distances extragalactiques.

Conclusions et perspectives

Sommaire

5.1	Conclusion sur l'étude des enveloppes circumstellaires de Céphéides . . .	133
5.1.1	RS Pup	133
5.1.2	Les Céphéides observés avec <i>VISIR</i>	134
5.1.3	Y Oph	134
5.2	Les enveloppes avec le nouveau <i>FLUOR</i>	134
5.3	Interférométrie à $10\ \mu\text{m}$ avec <i>MIDI</i>	136
5.4	Les enveloppes à plus grandes longueurs d'onde : ALMA, Herschel	136
5.4.1	ALMA	136
5.4.2	Herschel	138
5.5	Conclusion sur l'estimation des distances des Céphéides	140
5.6	Mesures de parallaxe avec <i>GAIA</i>	140
5.7	Conclusion générale	141

Je termine ce manuscrit en présentant mes conclusions sur la détection d'enveloppe circumstellaire et sur la mesure directe de distance par interférométrie. Je parlerai également d'un long programme avec l'instrument *MIDI* du *VLT* concernant l'étude de l'environnement des Céphéides aux longueurs d'onde thermiques. Je discuterai des perspectives en ce qui concerne l'étude des Céphéides en général grâce au nouveau mode dispersé de *FLUOR*, à l'instrument spatial *GAIA* et au réseau d'antennes ALMA.

5.1 Conclusion sur l'étude des enveloppes circumstellaires de Céphéides

5.1.1 RS Pup

Grâce à des observations en mode cube avec OA, j'ai pu estimer certaines propriétés sur l'enveloppe de cette Céphéide. Dans un premier temps, en utilisant la technique de "l'imagerie sélective", j'ai déterminé un rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile de $38 \pm 17\%$ et $24 \pm 11\%$ aux longueurs d'onde $1.64\ \mu\text{m}$ et $2.18\ \mu\text{m}$ respectivement. L'émission de l'enveloppe a un impact particulier sur l'estimation des distances dans l'infrarouge. Cependant, ces mesures ont été effectuées en bande étroite, le rapport de flux est donc probablement plus faible en bande large, où les diamètres stellaires sont estimés. Ce ne serait donc pas pertinent de quantifier un biais sur la mesure de diamètre à partir de ces estimations.

Dans un second temps, par une analyse statistique originale du bruit dans chaque cube, j'ai pu révéler que cette enveloppe est soit un disque vu de face, soit une enveloppe sphérique

uniforme.

5.1.2 Les Céphéides observés avec VISIR

Ces données ont permis d'étudier l'excès infrarouge d'un échantillon de 8 Céphéides classiques. Le point important résultant de l'analyse de ces données est que 90 % des Céphéides observées présentent dans leur distribution spectrale d'énergie un excès de flux aux longueurs d'onde $\gtrsim 3 \mu\text{m}$. Cette découverte est assez importante et soulève la question sur la présence d'enveloppes circumstellaires autour de toutes les Céphéides. L'excès mesuré à $8.6 \mu\text{m}$ varie en fonction de l'étoile de 2 % à 30 %, soit un biais sur l'estimation de la magnitude absolue variant de 0.03 à 0.4 mag, qui n'est pas négligeable dans l'étalonnage de la relation P-L. De plus, avec quelques hypothèses sur la composition de poussières dans l'enveloppe, j'ai également pu estimer une température et une masse totale de cette enveloppe, de l'ordre de 10^{-8} – $10^{-10} M_{\odot}$ (Table 3.5).

Une analyse de Fourier a également montré que certaines de nos étoiles ont une enveloppe résolue par le télescope, avec une taille de l'ordre de $1''$ à $8.6 \mu\text{m}$ (Table 3.7). En utilisant cette distance, j'ai estimé un tau de perte de masse $\sim 10^{-10}$ – $10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, comparables aux valeurs prédites ou mesurées par d'autres auteurs (e.g. Neilson & Lester 2008; Deasy 1988).

Enfin, j'ai trouvé une corrélation entre l'excès infrarouge à $8.6 \mu\text{m}$ et la période de pulsation. Cela confirme la même corrélation trouvée par Mérand et al. (2007) en bande *K*, les Céphéides de longue période ont un excès IR plus grand que les courtes périodes. Si on suppose que cet excès est lié à la perte masse des Céphéides, les longues périodes perdraient donc plus de masse. Ceci pourrait être expliqué par une dynamique atmosphérique plus importante pour les longues périodes.

5.1.3 Y Oph

L'étude interférométrique de Y Oph a permis d'obtenir deux résultats. Le premier est la confirmation des résultats de Mérand et al. (2007), avec une nouvelle estimation de la distance $d = 468 \pm 12 \text{ pc}$ (non-biaisée par la présence de l'enveloppe) et un rayon $R = 67.8 \pm 1.7 R_{\odot}$, en utilisant la méthode de Baade-Wesselink. Le second concerne l'obtention de nouveaux paramètres de l'enveloppe circumstellaire. En couplant des données à longues bases (*FLUOR*) avec des données à courtes bases (*FLUOR* + *VINCI*), j'ai pu ajuster un modèle de visibilité d'une étoile entourée d'une coquille sphérique optiquement mince. J'ai obtenu un diamètre angulaire $\theta_{\text{cse}} = 4.53 \pm 1.13 \text{ mas}$ et une profondeur optique $\tau = 0.011 \pm 0.006$, tout en gardant le rapport de flux $F_{\text{cse}}/F_{\star} = 5.0 \pm 2.0 \%$ de Mérand et al. (2007). D'autres mesures à courtes bases et avec une plus grande précision sont nécessaires pour affiner ces résultats.

Cette estimation de la distance, non-biaisée par la présence de l'enveloppe, est particulièrement importante pour utiliser cette Céphéide dans l'étalonnage de la relation P-L.

5.2 Les enveloppes avec le nouveau *FLUOR*

FLUOR est actuellement en train d'être amélioré, avec entre autres, un changement des moteurs servant à l'optimisation de l'injection, une nouvelle caméra, et surtout l'installation d'un nouveau mode : le mode dispersif. Le bande *K* sera maintenant dispersée sur plusieurs canaux spectraux ($R = \lambda/\Delta\lambda \sim 50$). Grâce à cette optimisation, il sera possible d'obtenir en une observation, plusieurs mesures de visibilité simultanées, à différentes fréquences spatiales. L'un des avantages sera de bénéficier de mesures avec la meilleure précision

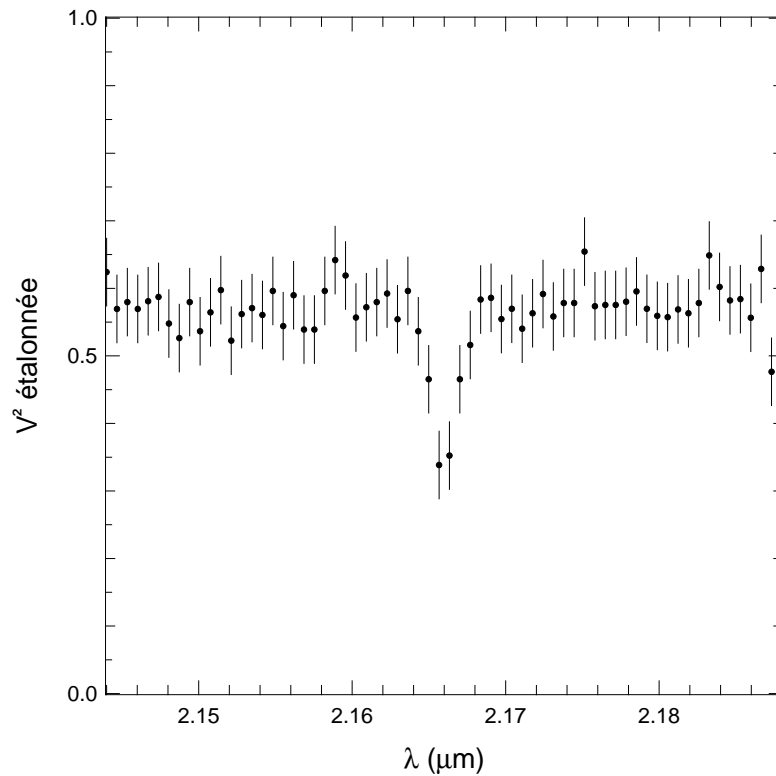


Fig 5.1 – **Exemple de visibilité différentielle** : la chute de visibilité dans la raie indique que l’objet apparaît plus grand à 2.165 μm (travaux de Malbet et al. 2007).

possible ($\sigma(V^2)/V^2 < 2\%$, tandis que *AMBER* ou *PIONIER* donnent une précision $\geq 5\%$). On obtiendra alors des mesures de diamètre angulaire avec une précision jamais atteinte jusqu’à présent.

Dans le cadre de l’étude des enveloppes circumstellaires, la visibilité différentielle sera un paramètre important car elle permet d’étudier la variation de taille de l’objet avec la longueur d’onde. Plusieurs auteurs (par exemple Meilland et al. 2007; Malbet et al. 2007) ont utilisé la visibilité dans la raie $\text{Br}\gamma$ (2.165 μm) pour déterminer les propriétés de l’environnement de certains objets. En effectuant une mesure de la visibilité dans la raie, on peut contraindre la taille angulaire du matériel circumstellaire. Un exemple de ce que l’on pourrait obtenir sur des Céphéides est présenté sur la Fig.5.1, pour l’objet stellaire jeune MWC 297 (Malbet et al. 2007). La visibilité est estimée de la façon suivante :

$$V_{\text{Br}\gamma} = \frac{F_r V_r - F_c V_c}{F_r - F_c}$$

où V_r et F_r représente la visibilité et le flux dans la raie, V_c et F_c correspondent au continuum et $F_c = F_r + F_{\text{Br}\gamma}$. Le diamètre estimé à partir de cette visibilité est ensuite comparé à celui dans le continuum (celui d’un disque uniforme par exemple). Le même type de travail peut être envisagé pour l’étude des enveloppes circumstellaires de Céphéides.

Des travaux sur la Céphéide ℓ Car utilisant $V_{\text{Br}\gamma}$ sont actuellement en cours avec des données *AMBER* (Mérand et al. en prép). Un programme d’observation peut être envisagé avec *FLUOR* pour les Céphéides de l’hémisphère nord. Cependant, la résolution spectrale ne sera pas suffisante pour résoudre la raie $\text{Br}\gamma$, mais la visibilité différentielle dans le continu apportera probablement des informations utiles sur les enveloppes.

5.3 Interférométrie à 10 μm avec *MIDI*

Un long programme d'observation de 10 Céphéides classiques avec l'instrument *VLT/MIDI* (Leinert et al. 2003) est arrivé à terme récemment et les données sont en cours d'analyse. *MIDI* recombine les faisceaux de deux télescopes en bande *N* (7.6–13.3 μm) avec les résolutions spectrales $R = 30$ et $R = 230$. À cette longueur d'onde, le contraste entre l'étoile et l'enveloppe est réduit et l'utilisation de l'interférométrie permet de résoudre l'environnement proche de l'étoile. *MIDI* est donc particulièrement adapté à la détection d'enveloppe autour des Céphéides.

Les premières données que j'ai analysées concernaient les étoiles RS Pup et ℓ Car dont l'enveloppe circumstellaire est résolue par *MIDI*. J'expose comme exemple la visibilité différentielle de ℓ Car sur la Fig. 5.2. Ces résultats ont été publiés par Kervella et al. (2009) dans une étude comparative avec d'autres instruments infrarouges (Annexe A.5).

Il est possible de remonter au rapport de flux entre l'enveloppe et l'étoile grâce à la visibilité différentielle. Elle est définie de la façon suivante :

$$\Delta V = \frac{V(\lambda)}{V(8\mu\text{m})} - 1$$

Pour une étoile entourée d'une enveloppe, la visibilité a la forme suivante :

$$V(\lambda, B) = \frac{F_\star(\lambda)V_\star(\lambda, B) + F_{\text{env}}(\lambda)V_{\text{env}}(\lambda, B)}{F_\star(\lambda) + F_{\text{env}}(\lambda)} = \frac{V_\star(\lambda, B)}{1 + \alpha(\lambda)}$$

où F_\star et F_{env} représentent respectivement le flux photosphérique et le flux de l'enveloppe, et V_\star et V_{env} les visibilités respectives. On a également défini $\alpha = F_{\text{env}}/F_\star$. Pour l'exemple de ℓ Car, on a supposé que l'enveloppe est résolue par l'interféromètre, soit $V_{\text{env}}(\lambda, B) = 0$. La photométrie Spitzer à 8 μm pour cette étoile indique un très faible excès IR, on peut alors présumer que $\alpha(8\mu\text{m}) = 0$. L'expression de la visibilité différentielle prend donc la forme suivante :

$$\Delta V(\lambda, B) = \frac{\Delta V_\star(\lambda, B) - \alpha(\lambda)}{1 + \alpha(\lambda)} \quad \Rightarrow \quad \alpha(\lambda) = \frac{\Delta V_\star - \Delta V}{1 + \Delta V}$$

ΔV_\star est estimée à partir d'un modèle de visibilité de l'étoile pour un disque assombri $\theta_{\text{LD}} = 3.09$ mas et une base $B_p = 123.8$ m (à la date des observations), tandis que ΔV est estimée à partir d'un ajustement linéaire sur les mesures. Cela donne à 13 μm un rapport de flux $\alpha = 10.5 \pm 1.0\%$ pour la Céphéide ℓ Car.

La visibilité absolue de *MIDI* a une précision de 10–15 %, alors que la même quantité différentielle atteint quelques pour cent. C'est pour cela qu'il est préférable pour la détection d'enveloppe d'utiliser la visibilité différentielle. Le même type d'analyse est envisagé pour tout l'échantillon de Céphéides afin de sonder l'environnement proche.

5.4 Les enveloppes à plus grandes longueurs d'onde : ALMA, Hershel

5.4.1 ALMA

L'observation de Céphéides aux longueurs d'onde millimétriques ou radio est un domaine quasi inexploré. Il serait intéressant d'étudier les enveloppes dans cette gamme de longueurs d'onde car cela fournirait des informations sur l'évolution et l'histoire de la perte de masse. Quand le matériel circumstellaire chaud se refroidit, de la poussière peut se former

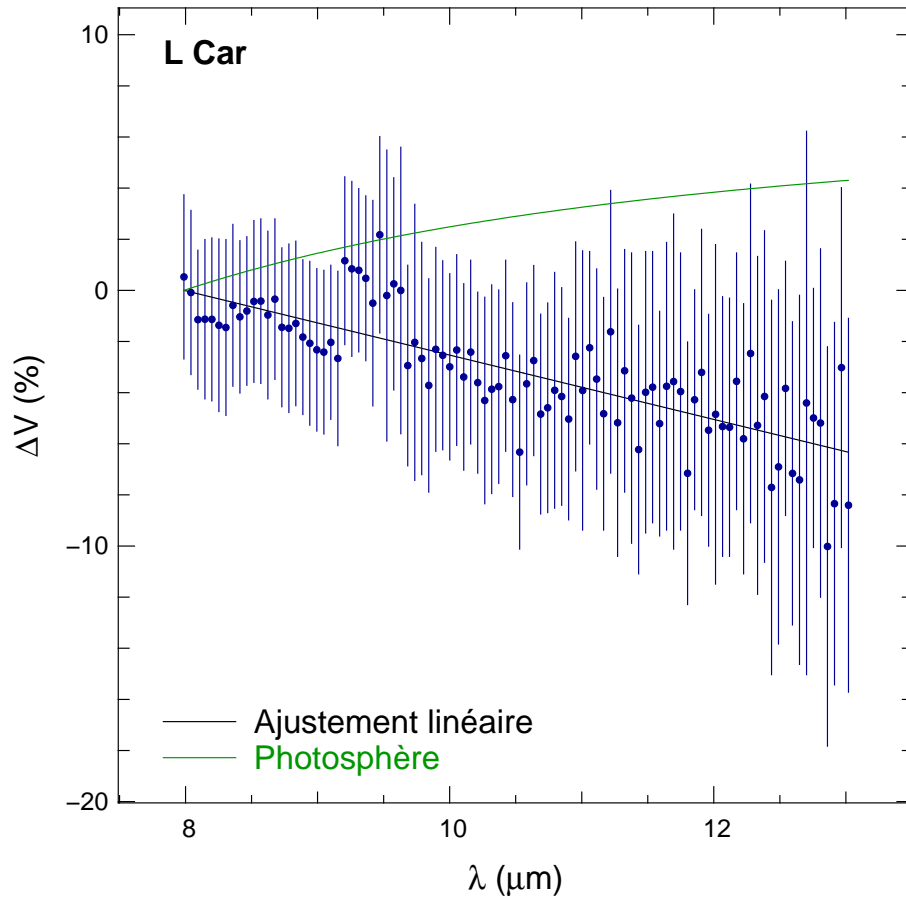


Fig 5.2 – **Visibilité différentielle de ℓ Car** : la courbe verte correspond à la visibilité de la photosphère de l'étoile pour un disque assombri de diamètre $\theta_{LD} = 3.09$ mas et une base $B_p = 123.8$ m. La courbe noire est un ajustement linéaire des points de visibilité. Les barres d'erreurs indiquées ici correspondent aux erreurs d'origines sur la visibilité absolue estimée par le logiciel de réduction EWS.

à une distance de quelques rayons stellaires. Pour la détecter, la haute résolution angulaire est nécessaire et à ces longueurs d'onde, seule l'interférométrie donne accès à une résolution suffisante. *ALMA* nous permettra d'observer avec la résolution nécessaire l'émission continue de poussières froides et des raies moléculaires. Ce réseau interférométrique couvrira les longueurs d'onde $0.42 \text{ mm} < \lambda < 3 \text{ mm}$ avec une longueur de base pouvant atteindre 16 km, soit une résolution angulaire maximale $\sim 10 \text{ mas}$. Il possèdera 64 antennes de 12 m et 12 de 7 m qui permettront une excellente couverture du plan (u, v) pour la reconstruction d'images.

La première cible envisagée pour des observations avec *ALMA* serait la Céphéide RS Pup car cette étoile est entourée d'une grande nébuleuse ($\sim 2'$ en bande *V*), faisant d'elle une cible idéale pour sonder l'environnement froid. Sur cette étoile, nous avons déjà effectué des observations avec une seule antenne à 0.35 mm avec *APEX/SABOCA* dans le cadre du programme de vérification scientifique. J'ai réduit les données en utilisant le logiciel miniCRUSH (Kovács 2008) afin d'obtenir une image du matériel circumstellaire. Malheureusement notre temps d'observation obtenu ayant été diminué d'un facteur 4, nous n'avons pas obtenu la sensibilité nécessaire pour détecter l'enveloppe (lors de la mise en service de l'instrument, il a été déterminé que la sensibilité était 10 fois meilleure que prévu, et notre temps d'observation est passé de 4h à 1h). Je présente l'image obtenue sur la Fig.5.3. J'ai pu néanmoins grâce à ces données estimer une limite maximale $F_{0.35\text{mm}} < 65 \text{ Jy}$, en estimant le niveau de détection (3σ) dans l'image.

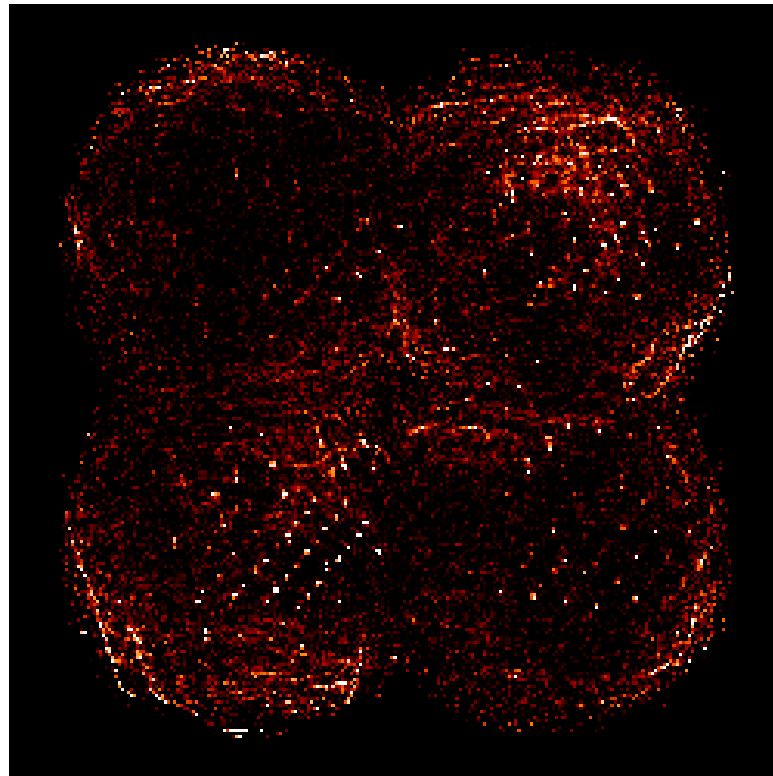
ALMA dans sa configuration finale offrira la sensibilité nécessaire à la détection de l'enveloppe. J'expose dans la Table 5.1 la sensibilité attendue dans les bandes disponibles à la prochaine période. On peut estimer le temps d'exposition nécessaire pour une détection à 10σ de l'enveloppe à $\lambda = 0.4 \text{ mm}$ avec *ALMA*. En ajustant une distribution de corps noir à la distribution spectrale d'énergie de RS Pup, j'estime le flux de l'enveloppe attendu $F_{0.4\text{mm}} \sim 1.6 \times 10^{-16} \text{ W m}^2 \mu\text{m}^{-1} \simeq 6.8 \text{ Jy}$. En considérant une taille de l'enveloppe de $2.5' \times 2.5'$, cela donne une sensibilité nécessaire d'environ 0.14 mJy/beam (avec la base minimale de 18 m). En utilisant le calculateur de sensibilité de *ALMA*¹ pour 16 antennes de 12 m, sans faire de mosaïques et un mode de polarisation double (et une largeur de bande de 7.5 GHz par polarisation pour des observations du continuum), cette sensibilité peut être atteinte avec un temps d'observation de 10 min. L'enveloppe de RS Pup sera donc détectable avec *ALMA*.

5.4.2 Herschel

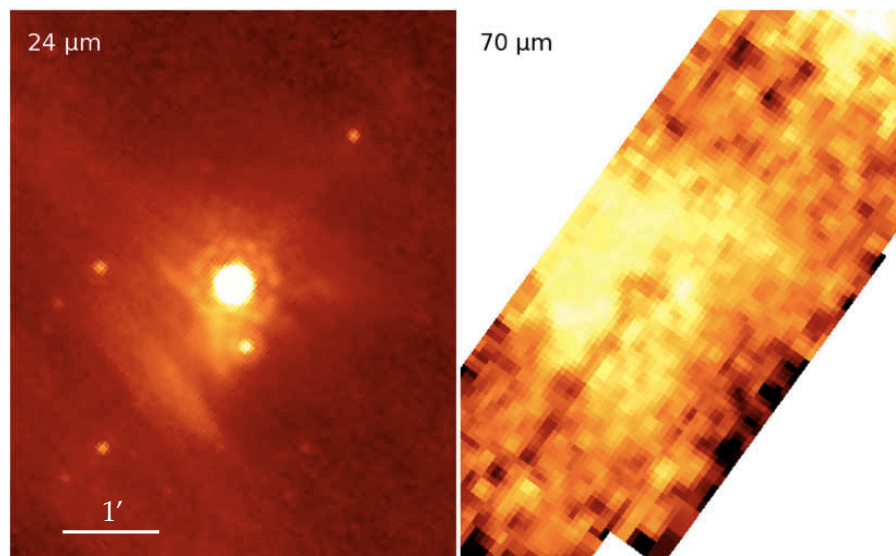
L'infrarouge lointain est également un domaine peu exploré des Céphéides. Le télescope spatial *Herschel* complètera les mesures aux longueurs d'onde $55 \mu\text{m} < \lambda < 672 \mu\text{m}$. Il est équipé de trois instruments : *PACS*, qui fonctionne soit en imagerie soit en spectrométrie grand champ dans deux bandes comprises entre $55 \mu\text{m} < \lambda < 210 \mu\text{m}$, *SPIRE*, fonctionnant également soit en imagerie soit en spectrométrie, mais dans trois bandes dans l'intervalle $194 \mu\text{m} < \lambda < 672 \mu\text{m}$, et *HIFI*, un spectromètre haute résolution dans deux bandes comprises entre $157 \mu\text{m} < \lambda < 625 \mu\text{m}$.

Des observations de RS Pup et δ Cep sont actuellement en cours avec *PACS* et *SPIRE* en mode imagerie. Les images de l'instrument *PACS* auront une meilleure résolution que *Spitzer/MIPS* et permettront de contraindre plus précisément la morphologie de l'enveloppe. Les observations de Marengo et al. (2009) de δ Cep avec le télescope spatial *Spitzer* à $24 \mu\text{m}$ et $70 \mu\text{m}$ (présentées sur la Fig.5.4) montrent une extension angulaire comparable à RS Pup. Ces deux étoiles ayant des périodes différentes, une étude simultanée permettra de vérifier

1. <http://almascience.eso.org/call-for-proposals/sensitivity-calculator>

Fig 5.3 – Image à $\lambda = 0.35$ mm de RS Pup.

bandes	f (GHz)	λ (mm)	Sensibilité (mJy)
3	84–116	2.6–3.6	0.17–0.53
6	211–275	1.1–1.4	0.32–0.38
7	275–373	0.8–1.1	0.38–3.4
9	602–720	0.4–0.5	17.3–25.9

TABLE 5.1 – **Sensibilité de ALMA** : valeurs estimées en utilisant le calculateur de sensibilité de ALMA avec 16 antennes de 12 m, un temps d'exposition de 1h sans mosaïque et un mode de polarisation double (observation du continuum)Fig 5.4 – Image $24\ \mu\text{m}$ et $70\ \mu\text{m}$ de δ Cep : observations du télescope *Spitzer* avec l'instrument MIPS (Marengo et al. 2009).

une éventuelle corrélation avec la pulsation.

La température et la masse de l’enveloppe de poussière pourront être déterminées grâce aux données *SPIRE*. Étant donnée une sensibilité des deux instruments de l’ordre de 4 mJy pour un temps d’exposition de 1 h (sans mosaïque) et un flux attendu $F_{670\mu\text{m}} \sim 3 \text{ Jy}$, l’enveloppe de poussières de ces Céphéides devrait être détectée. L’interprétation de ces données en utilisant un code de transfert radiatif nous donnera une meilleure compréhension sur la structure en densité et en température de ces enveloppes.

5.5 Conclusion sur l’estimation des distances des Céphéides

L’estimation des distances des Céphéides de manière indépendante est indispensable à un bon étalonnage de la relation P–L. L’interférométrie longues bases permet maintenant de mesurer directement la variation de diamètre angulaire et d’appliquer la méthode interférométrique de Baade-Wesselink pour estimer la distance. Pour une bonne précision sur la distance, les instruments de recombinaison doivent fournir une précision absolue sur la mesure de diamètre de l’ordre du pour cent. *FLUOR* atteint cette précision et permettra, grâce aux nouvelles données acquises récemment, une estimation des distances assez précises pour les étoiles de l’hémisphère nord. Dans l’hémisphère sud, l’instrument *PIONIER*, qui est l’équivalent de *FLUOR* à 4 télescopes, atteindra cette précision très prochainement. Cependant la faible longueur des bases du *VLT* restreint le nombre de Céphéides pour lesquelles on peut détecter la pulsation.

Ces estimations de distance via la mesure de diamètres angulaires souffrent encore de biais qu’il reste à quantifier précisément. L’une des sources de biais est la présence d’enveloppes circumstellaires qui peuvent biaiser la mesure de distance de quelques pour cent. Le facteur p est également une source de biais, il n’existe qu’une seule mesure de ce paramètre dans la littérature (Mérand et al. 2006b) et elle est généralement utilisée pour les autres Céphéides. Le même procédé que (Mérand et al. 2006b) peut être appliqué aux autres Céphéides dont la mesure de distance existe (Benedict et al. 2007). Pour le moment, l’utilisation de la relation p – P de Nardetto et al. (2009) déterminée à partir de l’étude d’une raie métallique photosphérique semble plus appropriée. L’ACB est probablement la source de biais la plus difficile à estimer car sa mesure nécessite des mesures de visibilité dans le second lobe. Cela implique des bases supérieures à 330 m ou des observations à des longueurs d’onde plus courtes. Des instruments tels que *VEGA* ou *PAVO*, installés sur *CHARA* et fonctionnant dans le visible, permettraient de telles mesures pour les Céphéides.

5.6 Mesures de parallaxe avec GAIA

Le satellite *GAIA* mesurera des parallaxes trigonométriques d’un milliard d’objets dans notre Galaxie avec une précision pouvant atteindre $10 \mu\text{as}$ à $V = 15$ (soit la taille angulaire d’une pièce de 1 euro sur la Lune). Il est attendu pour élargir l’échantillon de Céphéides avec des mesures de parallaxes précises et ainsi améliorer l’étalonnage de la relation P–L. *GAIA* fournira des données astrométriques, photométriques et spectroscopiques, dont la précision attendue est présentée dans la Table 5.2. Il fera une étude sans précédent sur tout le ciel jusqu’à des étoiles de magnitude 20. Notons toutefois qu’il reste sensible à l’extinction interstellaire pour les mesures photométriques.

Dans le cadre des Céphéides, il produira les courbes de lumière (~ 25 bandes comprises entre $0.33 \mu\text{m} < \lambda < 1 \mu\text{m}$) et de vitesse radiale avec la précision nécessaire pour permettre une bonne description de paramètres physiques tels que la luminosité et la température. Je

présente sur la Fig. 5.5 un diagramme $(V - \sigma_\pi)/(\pi - d)$. J'ai repris le diagramme de Lindegren & de Bruijne (2005) pour y placer l'échantillon de 455 Céphéides étudié par Berdnikov et al. (2000). On constate que la distance d'environ 235 Céphéides sera connue avec une précision $< 1\%$. Cela devrait permettre d'obtenir une estimation du point zéro de la relation P-L avec une précision inédite.

Ces mesures de distance combinées à des mesures interférométriques de variation de diamètre angulaire pourraient fournir, grâce à la méthode de Baade-Wesselink, une estimation de facteur p pour un grand nombre de Céphéides. Malheureusement *GAIA* ne devrait pas être capable d'observer des étoiles plus brillantes que $V \sim 6.5$, soit une magnitude $K \sim 4.5$, et pour le moment, la magnitude limite des mesures interférométriques est de l'ordre de $K \sim 5$. La combinaison des mesures spatiales et terrestres ne sera possible que pour une dizaine de Céphéides seulement.

5.7 Conclusion générale

L'avènement de nouveaux instruments de haute résolution spatiale et spectrale apportera une caractérisation plus complète des enveloppes : leur taille, leur géométrie, leur température ou leur composition chimique. Mon travail de thèse a montré que la présence d'enveloppes est peut être une phénomène global, car toutes les Céphéides observées jusqu'à présent semblent en posséder une, favorisant ainsi l'hypothèse de la perte de masse. Leur détection reste cependant difficile sans l'usage d'instruments à haute résolution angulaire.

Les objectifs de la thèse ont été atteints en utilisant plusieurs techniques d'observations à diverses longueurs d'onde. Une solution observationnelle a été présentée au Chapitre 2 : avec des observations en mode cube et grâce à une analyse statistique originale, il est possible de détecter et d'extraire la morphologie des enveloppes de Céphéides si elle sont résolues spatialement.

Une corrélation entre l'excès en infrarouge thermique et la période de pulsation de l'étoile a été trouvée. Cette corrélation montre que les Céphéides de longues périodes ont un excès plus important que les courtes périodes. L'hypothèse actuelle est que les longues périodes perdent plus de masse via le mécanisme de pulsation et des ondes de choc présentes dans l'atmosphère. Des modèles d'atmosphères stellaires incluant la pulsation et la perte de masse sont nécessaires pour valider cette hypothèse.

Enfin, les excès présentés au Chapitre 3 varient de 2 % à 30 % à $8.6 \mu\text{m}$, et engendrent un biais sur l'étalonnage de la relation P-L via l'estimation de la magnitude absolue. Ce biais varie de quelques pour cent à quelques dizaines de pour cent à cette longueur d'onde et n'est donc pas négligeable. De plus, la corrélation trouvée précédemment implique que ce biais n'est pas constant et dépend de la période de pulsation. Les mesures sur les Céphéides de longue période, qui sont les plus brillantes et donc observables à de plus grandes distances, présentent un biais plus important. Ceci souligne d'autant plus l'importance de l'étude des enveloppes de Céphéides.

La connaissance des distances dans l'univers est primordiale pour la connaissance des paramètres physiques des astres. Ces mesures de distances se font grâce à un échafaudage de techniques où les Céphéides y ont une place centrale. L'étude des Céphéides en général et de leur enveloppe circumstellaire en particulier sera d'autant plus importante et intéressante avec l'arrivée de nouveaux instruments de haute résolution, tels que *GAIA* ou *Gravity*.

Astrométrie ($V < 20$)	<ul style="list-style-type: none"> – $7 \mu\text{as}$ pour $V < 10$ – $12 - 25 \mu\text{as}$ pour $V \sim 15$ – $100 - 300 \mu\text{as}$ pour $V \sim 20$
Photométrie ($V < 20$)	– $8 - 20 \text{ mmag}$ pour $V \sim 15$
Spectroscopie ($V < 16 - 17$)	<ul style="list-style-type: none"> – $< 1 \text{ km s}^{-1}$ pour $V \sim 13$ – $< 15 \text{ km s}^{-1}$ pour $V \sim 16$

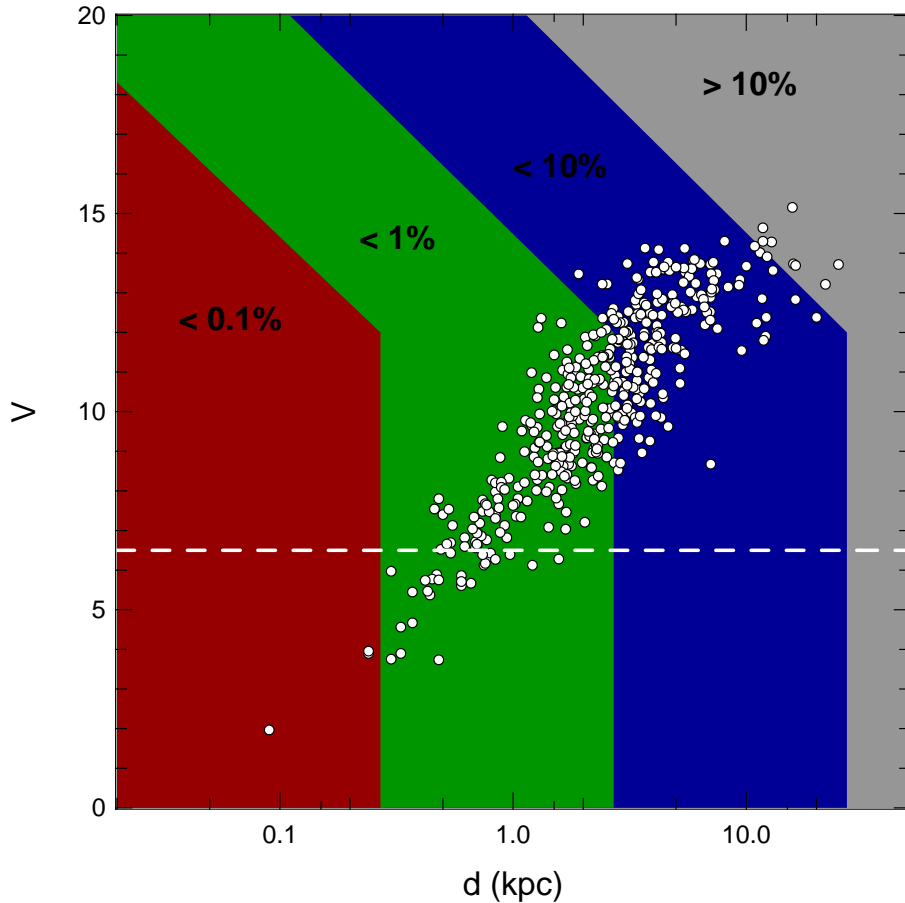
TABLE 5.2 – Précision attendue de *GAIA*

Fig 5.5 – **Précision de *GAIA* pour les Céphéides** : diagramme Lindegren & de Bruijne (2005) auquel j'ai rajouté l'échantillon de Céphéides provenant de Berdnikov et al. (2000). À chaque zone colorée correspond une zone de précision. On constate qu'une grande partie des Céphéides sera mesurée avec une précision $< 1\%$. La courbe en tirets représente la limite en magnitude, les étoiles plus brillantes que $V \sim 6.5$ ne seront pas observables.

Références

- Abramowitz, M. & Stegun, I. A. 1972, Handbook of Mathematical Functions, ed. Abramowitz, M. & Stegun, I. A.
- Alcolea, J. & Bujarrabal, V. 1991, A&A, 245, 499
- Ardila, D. R., Van Dyk, S. D., Makowiecki, W., et al. 2010, ApJS, 191, 301
- Baade, W. 1956, PASP, 68, 5
- Babcock, H. W. 1953, PASP, 65, 229
- Barmby, P., Marengo, M., Evans, N. R., et al. 2011, AJ, 141, 42
- Barnes, T. G. 2009, in AIPC Series, ed. J. A. Guzik & P. A. Bradley, Vol. 1170, 3–12
- Barnes, III, T. G., Fernley, J. A., Frueh, M. L., et al. 1997, PASP, 109, 645
- Barnes, III, T. G., Jeffery, E. J., Montemayor, T. J., & Skillen, I. 2005, ApJS, 156, 227
- Bates, R. H. T. & Cady, F. M. 1980, Optics Communications, 32, 365
- Beckers, J. M. 1993, ARA&A, 31, 13
- Belopolsky, A. 1896, Astronomische Nachrichten, 140, 17
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2007, AJ, 133, 1810
- Berdnikov, L. N. 2008, VizieR Online Data Catalog : II/285, originally published in : Sternberg Astronomical Institute, Moscow, 2285 (B08)
- Berdnikov, L. N. & Caldwell, J. A. R. 2001, Journal of Astronomical Data, 7, 3
- Berdnikov, L. N., Dambis, A. K., & Vozyakova, O. V. 2000, A&AS, 143, 211
- Bersier, D., Burki, G., & Kurucz, R. L. 1997, A&A, 320, 228
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, A&A, 333, 231 (B98)
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, Absorption and scattering of light by small particles, ed. Bohren, C. F. & Huffman, D. R. (New York : Wiley)
- Bond, H. E. & Sparks, W. B. 2009, A&A, 495, 371
- Born, M. & Wolf, E. 1999, Principles of Optics, ed. Born, M. & Wolf, E.
- Borra, E. F., Edwards, G., & Mayor, M. 1984, ApJ, 284, 211
- Borra, E. F., Fletcher, J. M., & Poeckert, R. 1981, ApJ, 247, 569

- Canales, V. F. & Cagigal, M. P. 1999, *Applied Optics*, Vol. 38, 766
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in *IAU Symposium*, Uppsala University, Sweden, Vol. 210, *Modelling of Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray (ASP), 20
- Christy, R. F. 1966, *ARA&A*, 4, 353
- Claret, A. 2000, *A&A*, 363, 1081
- Close, L. M., Biller, B., Hoffmann, W. F., et al. 2003, *ApJ*, 598, L35
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, *AJ*, 117, 1864
- Coudé du Foresto, V., Borde, P. J., Merand, A., et al. 2003, in *SPIE Conference Series*, ed. W. A. Traub, Vol. 4838, 280–285
- Coudé du Foresto, V., Ridgway, S., & Mariotti, J. 1997, *A&AS*, 121, 379
- Coulson, I. M. & Caldwell, J. A. R. 1985, *SAAO Circular*, 9, 5
- Cox, J. P. & Olsen, K. H. 1963, *AJ*, 68, 276
- De Ruyter, S., van Winckel, H., Dominik, C., Waters, L. B. F. M., & Dejonghe, H. 2005, *A&A*, 435, 161
- Deasy, H. P. 1988, *MNRAS*, 231, 673
- Eddington, A. S. 1927, *MNRAS*, 87, 539
- Egan, M. P. & Price, S. D. 1996, *AJ*, 112, 2862
- Egan, M. P., Price, S. D., Kraemer, K. E., et al. 2003, *VizieR Online Data Catalog* : V/114. Originally published in : Air Force Research Laboratory Technical Report AFRL-VS-TR-2003-1589 (2003), 5114, 0
- Evans, N. R., Welch, D. L., Slovak, M. H., Barnes, III, T. G., & Moffett, T. J. 1993, *AJ*, 106, 1599
- Feast, M. 1999, *PASP*, 111, 775
- Feast, M. W. 2008, *MNRAS*, 387, L33
- Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, *MNRAS*, 386, 2115 (F08)
- Fernie, J. D. 1967, *AJ*, 72, 422
- Fernie, J. D. 1969, *PASP*, 81, 707
- Fernie, J. D., Evans, N. R., Beattie, B., & Seager, S. 1995a, *Inf. Bul. on Variable Stars*, 4148, 1
- Fernie, J. D., Khoshnevisan, M. H., & Seager, S. 1995b, *AJ*, 110, 1326
- Fitzgerald, M. P. & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 637, 541
- Fouqué, P., Arriagada, P., Storm, J., et al. 2007, *A&A*, 476, 73
- Fouqué, P. & Gieren, W. P. 1997, *A&A*, 320, 799
- Fouqué, P., Storm, J., & Gieren, W. 2003, in *Stellar Candles for the Extragalactic Distance Scale*, ed. D. Alloin & W. Gieren, Vol. 635, 21–44

- Freedman, W. L. & Madore, B. F. 2010, *ARA&A*, 48, 673
- Fricke, K., Stobie, R. S., & Strittmatter, P. A. 1972, *ApJ*, 171, 593
- Fry, A. M. & Carney, B. W. 1999, *AJ*, 118, 1806
- Gielen, C., van Winckel, H., Waters, L. B. F. M., Min, M., & Dominik, C. 2007, *A&A*, 475, 629
- Gieren, W. P., Fouque, P., & Gomez, M. 1998, *ApJ*, 496, 17
- Giridhar, S., Lambert, D. L., & Gonzalez, G. 2000, *ApJ*, 531, 521
- Glass, I. S. 1985, *Irish Astronomical Journal*, 17, 1
- Goldsmith, M. J., Evans, A., Albinson, J. S., & Bode, M. F. 1987, *MNRAS*, 227, 143
- Goodricke, J. & Bayer. 1786, *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 76, 48
- Gorynya, N. A., Samus', N. N., Sachkov, M. E., et al. 1998, *Astronomy Letters*, 24, 815
- Groenewegen, M. A. T. 1999, *A&AS*, 139, 245
- Groenewegen, M. A. T. 2007, *A&A*, 474, 975
- Groenewegen, M. A. T. 2008, *A&A*, 488, 25
- Havlen, R. J. 1972, *A&A*, 16, 252
- Helou, G. & Walker, D. W., eds. 1988, *IRAS catalogue*, Vol. 7 (STI)
- Hestroffer, D. 1997, *A&A*, 327, 199
- Hindsley, R. B. & Bell, R. A. 1989, *ApJ*, 341, 1004
- Hoffleit, D. & Jaschek, C. 1991, *The Bright star catalogue*, ed. Hoffleit, D. & Jaschek, C., 5th revised edition (New Haven : Yale University)
- Hora, J. L., Carey, S., Surace, J., et al. 2008, *PASP*, 120, 1233
- Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, *A&A*, 514, A1
- Kaler, J. B. 1997, *Stars and their Spectra*, ed. Kaler, J. B.
- Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., Nardetto, N., & Coudé du Foresto, V. 2004a, *A&A*, 423, 327
- Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., et al. 2004b, *A&A*, 428, 587 (K04)
- Kervella, P., Bersier, D., Nardetto, N., et al. 2004c, *The Messenger*, 117, 53
- Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
- Kervella, P. & Domiciano de Souza, A. 2007, *A&A*, 474, L49
- Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, *A&A*, 498, 425
- Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé Du Foresto, V. 2006, *A&A*, 448, 623
- Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2008, *A&A*, 480, 167

- Kervella, P., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., & Coudé du Foresto, V. 2004d, *A&A*, 416, 941
- Kervella, P., Ségransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004e, *A&A*, 425, 1161
- Kovács, A. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7020, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Kovtyukh, V. V., Andrievsky, S. M., Belik, S. I., & Luck, R. E. 2005, *AJ*, 129, 433
- Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1993, *MNRAS*, 260, 408
- Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1992, *A&AS*, 93, 93
- Lawson, R. 1999, in *Principles of Long Baseline Stellar Interferometry*
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Leggett, S. K. 1992, *ApJS*, 82, 351
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 73
- Lena, P. 1996, *Astrophysique - Méthodes physiques de l'observation* (CNRS éd.)
- Li, A. 2005, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 761, *The Spectral Energy Distributions of Gas-Rich Galaxies : Confronting Models with Data*, ed. C. C. Popescu & R. J. Tuffs, 123–133
- Lindgren, L. & de Bruijne, J. H. J. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 338, *Astrometry in the Age of the Next Generation of Large Telescopes*, ed. P. K. Seidelmann & A. K. B. Monet, 25
- Luck, R. E. & Andrievsky, S. M. 2004, *AJ*, 128, 343
- Luck, R. E., Andrievsky, S. M., Fokin, A., & Kovtyukh, V. V. 2008, *AJ*, 136, 98 (L08)
- Luck, R. E. & Bond, H. E. 1989, *ApJ*, 342, 476
- Madore, B. F. & Freedman, W. L. 1991, *PASP*, 103, 933
- Malbet, F., Benisty, M., de Wit, W.-J., et al. 2007, *A&A*, 464, 43
- Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., Bono, G., & Welch, D. 2009, in *The Evolving ISM in the Milky Way and Nearby Galaxies*
- Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., et al. 2010, *ApJ*, 709, 120 (M10)
- Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., et al. 2010b, *ApJ*, 725, 2392
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Matsunaga, N., Feast, M. W., & Menzies, J. W. 2009, *MNRAS*, 397, 933
- Matsuura, M., Yamamura, I., Zijlstra, A. A., & Bedding, T. R. 2002, *A&A*, 387, 1022
- Meilland, A., Millour, F., Stee, P., et al. 2007, *A&A*, 464, 73

- Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1093 (M08)
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé Du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Coudé du Foresto, V., Kellerer, A., et al. 2006a, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 6268, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé Du Foresto, V., et al. 2006a, *A&A*, 453, 155
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., ten Brummelaar, T., & McAlister, H. 2006b, *MSAI*, 77, 231
- Moffett, T. J. & Barnes, III, T. G. 1984, *ApJS*, 55, 389 (M84)
- Moskalik, P. & Gorynya, N. A. 2005, *Acta Astronomica*, 55, 247 (M05)
- Moskalik, P., Kołaczowski, Z., & Mizerski, T. 2004, in *ASPC Series*, Vol. 310, IAU Colloq. 193 : Variable Stars in the Local Group, ed. D. W. Kurtz & K. R. Pollard, 498
- Mulet-Marquis, C., Glatzel, W., Baraffe, I., & Winisdoerffer, C. 2009, in *EAS Publications Series*, ed. M. Goupil, Z. Koláth, N. Nardetto, & P. Kervella, Vol. 38, 115–122
- Nardetto, N., Fokin, A., Mourard, D., et al. 2004, *A&A*, 428, 131
- Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, *ArXiv e-prints*
- Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., & Gillet, D. 2008, *A&A*, 489, 1263
- Nardetto, N., Mourard, D., Kervella, P., et al. 2006, *A&A*, 453, 309
- Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., & Gillet, D. 2007, in *SF2A*, ed. J. Bouvier, A. Chalabaev, & C. Charbonnel, 532
- Neilson, H., Ngeow, C., Kanbur, S., & Lester, J. B. 2009, in *AIPC Series*, ed. J. A. Guzik & P. A. Bradley, Vol. 1170, 141–145
- Neilson, H. R., Cantiello, M., & Langer, N. 2010, *ArXiv e-prints*
- Neilson, H. R., Cantiello, M., & Langer, N. 2011, *ArXiv e-prints*
- Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2008, *ApJ*, 684, 569
- Ngeow, C. & Kanbur, S. M. 2010, *ApJ*, 720, 626
- Ngeow, C., Kanbur, S. M., Nikolaev, S., Tanvir, N. R., & Hendry, M. A. 2003, *ApJ*, 586, 959
- Noll, R. J. 1976, *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 66, 207
- Ossenkopf, V. & Henning, T. 1994, *A&A*, 291, 943
- Perrin, G. 2003, *A&A*, 400, 1173
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
- Pietrzynski, G., Thompson, I. B., Gieren, W., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- Preibisch, T., Ossenkopf, V., Yorke, H. W., & Henning, T. 1993, *A&A*, 279, 577

- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., et al. 2005, *PASP*, 117, 978 (R05)
- Rieke, G. H., Blaylock, M., Decin, L., et al. 2008, *AJ*, 135, 2245 (R08)
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 119
- Roddier, F. 1981, *Prog. Optics*, Volume 19, p. 281-376, 19, 281
- Roddier, F. 2004, *Adaptive Optics in Astronomy*, ed. Roddier, F.
- Romaniello, M., Primas, F., Mottini, M., et al. 2008, *A&A*, 488, 731
- Rousset, G., Fontanella, J. C., Kern, P., Gigan, P., & Rigaut, F. 1990, *A&A*, 230, L29
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE Conference Series*, ed. P. L. Wizinowich & D. Bonaccini, Vol. 4839, 140–149
- Sabbey, C. N., Sasselov, D. D., Fieldus, M. S., et al. 1995, *ApJ*, 446, 250
- Samus, N. N., Durlevich, O. V., & et al. 2009, *VizieR Online Data Catalog : B/gcvs*. Originally published in : Institute of Astronomy of Russian Academy of Sciences and Sternberg, State Astronomical Institute of the Moscow State University, 1, 2025
- Sandage, A. 1958, *ApJ*, 127, 513
- Sandage, A. & Tammann, G. A. 1969, *ApJ*, 157, 683
- Sandage, A., Tammann, G. A., Saha, A., et al. 2006, *ApJ*, 653, 843
- Schütz, O. & Sterzik, M. 2005, in *High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. H. U. Käufl, R. Siebenmorgen, & A. Moorwood, *Proceedings of an ESO Workshop held at Garching, Germany*, 104–108
- Shenton, M., Albinson, J. S., Barrett, P., et al. 1992, *A&A*, 262, 138
- Shenton, M., Monier, R., Evans, A., et al. 1994, *A&A*, 287, 866
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, *A&A*, 534, A94
- Stothers, R. B. 1988, *ApJ*, 329, 712
- Szabados, L. 1995, in *ASPC Series*, Vol. 83, *IAU Colloq. 155 : Astrophysical Applications of Stellar Pulsation*, ed. R. S. Stobie & P. A. Whitelock, 357
- Tammann, G. A., Sandage, A., & Reindl, B. 2003, *A&A*, 404, 423
- Taranova, O. G., Shenavrin, V. I., & Tatarnikov, A. M. 2010, *Astronomy Letters*, 36, 134
- Van Winckel, H., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., et al. 1998, *A&A*, 336, L17
- Wade, G. A., Chadid, M., Shorlin, S. L. S., Bagnulo, S., & Weiss, W. W. 2002, *A&A*, 392, L17
- Welch, D. L. & Duric, N. 1988, *AJ*, 95, 1794
- Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, *ApJS*, 54, 547
- Westerlund, B. 1961, *PASP*, 73, 72

Annexes

A.1 Évolution des étoiles de masse intermédiaire

Je présente ici d'une manière non exhaustive l'évolution d'une étoile de masse intermédiaire dans le diagramme H-R. Le but est d'avoir une idée des différentes phases de l'évolution stellaire, du stade séquence principale au stade final. Sur la Fig. A.1 sont présentés quelques trajets d'évolution d'une étoile en fonction de sa masse, incluant certaines phases par lesquelles passent l'étoile durant son évolution.

Après sa formation, une étoile se trouve sur ce que l'on appelle la séquence principale (MS), fusionnant l'hydrogène en hélium en son cœur. L'étoile est alors en équilibre hydrostatique, contre-balançant la force de gravité grâce à la pression thermique interne générée par les réactions nucléaires. En fonction de sa masse, l'étoile sera à une position différente dans la MS et plus elle est massive, plus court sera le temps passé dans cette phase. L'épuisement de l'hydrogène au centre entraîne la contraction du cœur, l'étoile quitte la séquence principale et commence son ascension dans la branche des géantes rouges (RGB).

L'hydrogène fusionne maintenant en couche dans l'atmosphère de l'étoile, le rayon externe augmente à cause de la pression radiative tandis que le noyau est entrain de s'effondrer. Quand la température centrale atteint $\sim 10^8$ K la fusion de l'hélium s'enclenche, l'étoile atteint une nouvelle phase d'équilibre et entre dans la branche horizontale (HB). L'hélium fini par s'épuiser au cœur et commence à fusionner en couche avec l'hydrogène. L'étoile grossit à nouveau et recommence son ascension vers la phase des géantes en suivant une trajectoire presque similaire à la RGB. L'étoile se trouve désormais dans la branche asymptotique des géantes (AGB). L'hélium et l'hydrogène qui brûlent en couche donnant lieu à des instabilités dans l'atmosphère et entraînent des éjections de masse. En même temps, le cœur se contracte et l'hélium fusionne en carbone et oxygène. Une étoile de masse intermédiaire n'atteint pas la température nécessaire pour continuer la fusion en d'autres éléments plus lourd et le noyau forme un gaz dégénéré stoppant la contraction. Elle finie par expulser ses couches extérieures formant ainsi une nébuleuse planétaire dont l'objet central est une naine blanche.

A.2 Potentiel de gravitation dans un système binaire

Supposons deux astres ponctuels en orbite circulaire, de masse M_1 et M_2 placés suivant le schéma de la Fig. A.2 . Le potentiel total est la somme des potentiels gravitationnels et du potentiel centrifuge :

$$\phi = -\frac{GM_1}{\|\vec{r}_1\|} - \frac{GM_2}{\|\vec{r}_2\|} - \frac{1}{2}\|\vec{\omega} \times \vec{r}\|^2$$

où $\|\vec{\omega}\|^2 = G(M_1 + M_2)/a^3$, $r_1^2 = x^2 + y^2 + z^2$, $r_2^2 = (x - a)^2 + y^2 + z^2$ et $r^2 = (x - x_c)^2 + y^2 + z^2$.

Les courbes équipotentielles sont définies par $\phi = cste$ et décrivent les surfaces de Roche, visibles sur la Fig. A.2 (à droite). Il existe des points particuliers du plan orbital, dits points

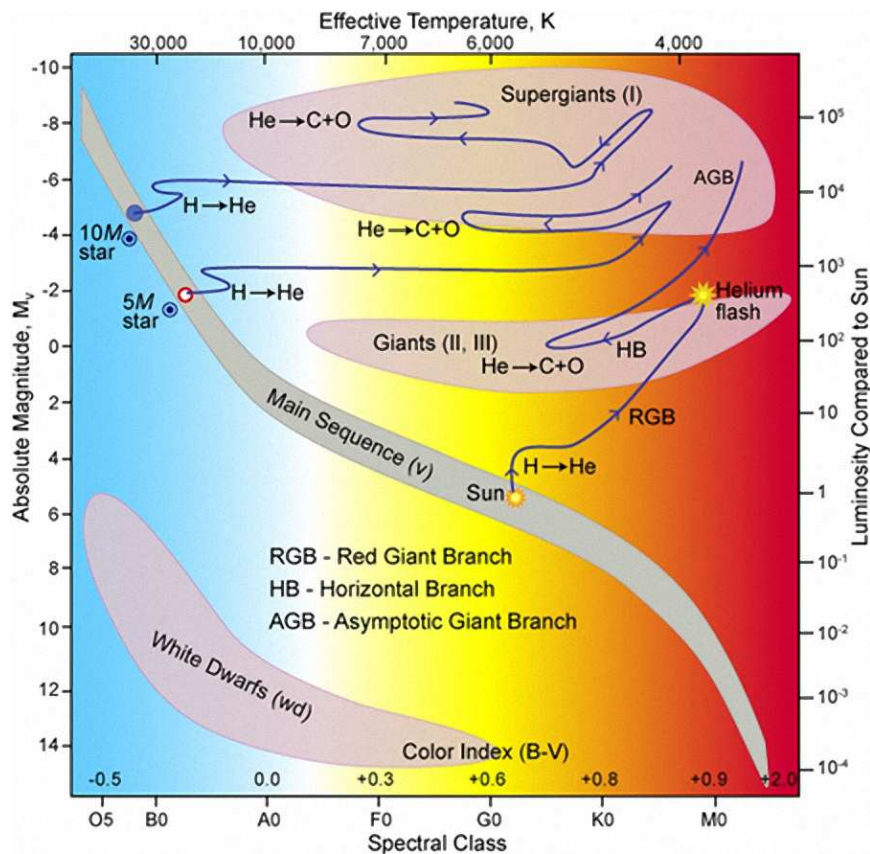


Fig A.1 – **Évolution stellaire** : diagramme H-R où sont présentées quelques phases de l'évolution stellaire.

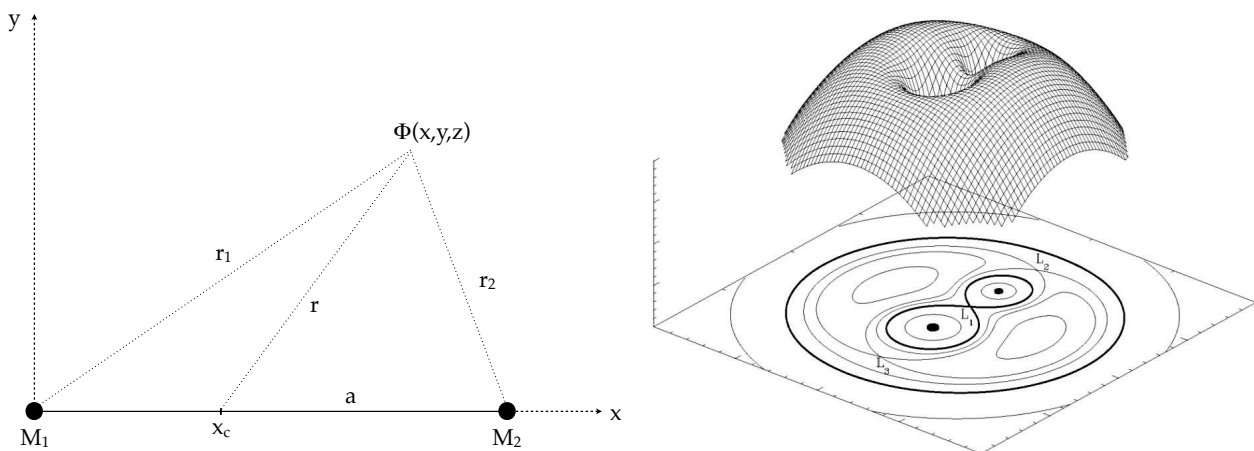


Fig A.2 – **Potentiel de roche** : à gauche, géométrie utilisée pour le système binaire. À droite, potentiel de gravitation dans un système binaire pour un rapport de masse de 0.5.

de Lagrange (L_1, L_2, L_3, \dots) où l'orbite d'un troisième corps est stable (ceux sont les 5 solutions de l'équation $\nabla\phi = 0$). Les lobes de Roche sont les surfaces équipotentiels liées gravitationnellement à un seul astre. Si un astre remplit son lobe de Roche, représenté par une trajectoire en "8" sur la Fig. A.2 (à droite), il perdra de la masse via le point L_1 sous l'effet de l'attraction gravitationnelle du second astre.

A.3 Polynômes de Zernike

Ces polynômes permettent de décrire les aberrations des systèmes optiques. L'expression la plus employée est celle donnée par Noll (1976). Les polynômes sont définis en coordonnées polaires (r, ϕ) en fonction du degré radial n et azimutal m par :

$$Z_n^m(r, \phi) = \begin{cases} \sqrt{2(n+1)}R_n^m(r) \cos(m\phi) & \text{pour } j \text{ pair et } m \neq 0 \\ \sqrt{2(n+1)}R_n^m(r) \sin(m\phi) & \text{pour } j \text{ impair et } m \neq 0 \\ \sqrt{2(n+1)}R_n^0(r) & \text{pour } m = 0 \end{cases}$$

avec $j = n(n+1)/2 + m + 1$ et

$$R_n^m(r) = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! [(n+m)/2 - k]! [(n-m)/2 - k]!} r^{n-2k}$$

La Fig. A.3 illustre quelques polynômes, dont les aberrations optiques les plus communes.

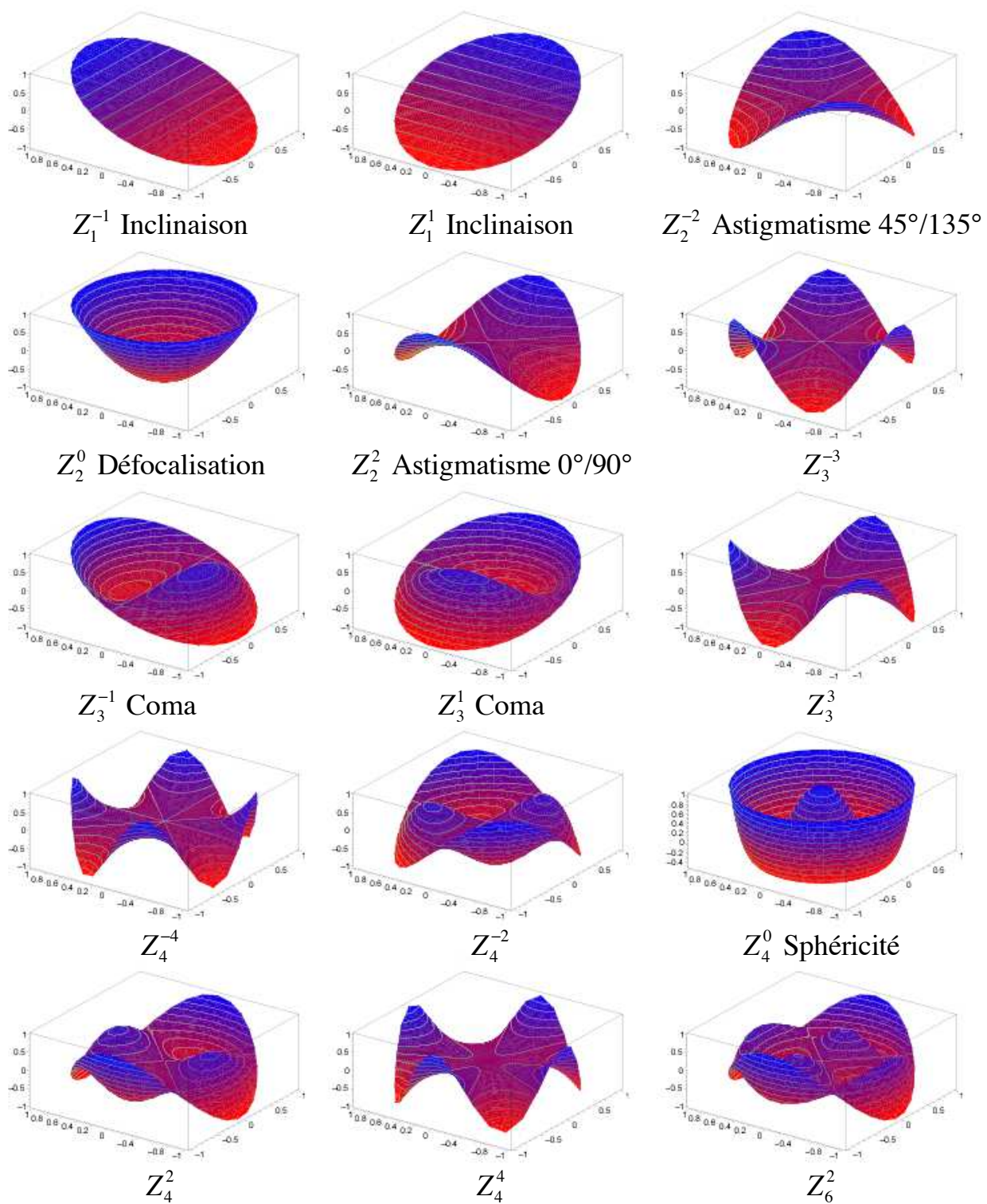


Fig A.3 – Polynômes de Zernike

A.4 Article : Spatially extended emission around the Cepheid RS Puppis in near-infrared hydrogen lines - Adaptive optics imaging with VLT/NACO

Article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, volume 527, numéro A51.

Spatially extended emission around the Cepheid RS Puppis in near-infrared hydrogen lines

Adaptive optics imaging with VLT/NACO[★]

A. Gallenne^{1,2}, A. Mérand¹, P. Kervella², and J. H. V. Girard¹

¹ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
e-mail: alexandre.gallenne@obspm.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

Received 14 May 2010 / Accepted 21 December 2010

ABSTRACT

Context. It has been recently discovered that Cepheids harbor circumstellar envelopes (CSEs). RS Pup is the Cepheid that presents the most prominent circumstellar envelope known, the origin of which is not yet understood.

Aims. Our purpose is to estimate the flux contribution of the CSE around RS Pup at the one arcsecond scale (~ 2000 AU) and to investigate its geometry, especially regarding asymmetries, to constrain its physical properties.

Methods. We obtained near-infrared images in two narrow band filters centered on $\lambda = 1.644$ and $2.180 \mu\text{m}$ (NB_1.64 and IB_2.18, respectively) that comprise two recombination lines of hydrogen: the 12–4 and 7–4 (Brackett γ) transitions, respectively. We used NACO's cube mode observations in order to improve the angular resolution with the shift-and-add technique, and to qualitatively study the symmetry of the spatially extended emission from the CSE with a statistical study of the speckle noise.

Results. We probably detect at a 2σ level an extended emission with a relative flux (compared with the star in the same filter) of $38 \pm 17\%$ in the NB_1.64 filter and $24 \pm 11\%$ in the IB_2.18 filter. This emission is centered on RS Pup and does not present any detectable asymmetry. We attribute the detected emission to the likely presence of an hydrogen envelope surrounding the star.

Key words. stars: variables: Cepheids – circumstellar matter – instrumentation: adaptive optics – atmospheric effects

1. Introduction

For almost a century, Cepheid stars have been used as distance indicators thanks to the well-known period-luminosity relation (P-L), also called Leavitt's law. A good calibration of this relation is necessary to obtain an unbiased estimate of the distance. After the detection of circumstellar envelopes (CSEs) around many Cepheids in the near- and mid-infrared (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006, 2007; Kervella et al. 2009a), it was shown that these CSEs could bias the angular diameter determination using near-infrared interferometry (Mérand et al. 2006). A circumstellar envelope could have an impact on the distance estimate if we do not take into account its flux contribution. It could lead to a bias both in interferometric and photometric measurements and therefore influence the accuracy of the estimated distance. Because Cepheids are used as standard candles to estimate distances in the universe, it is important to understand the properties of the CSEs around this kind of stars.

We report new observations with VLT/NACO in the IB_2.18 and NB_1.64 filters using a fast imaging mode in order to characterize the extended emission around RS Puppis (HD 68860) at sub-arcsecond angular resolution (≈ 0.01 pc at RS Pup distance). Data and reduction methods are described in Sect. 2. In Sects. 3 and 4 we present two different data processing analyses: the shift-and-add method, and a method based on a statistical

analysis of the speckle noise to enable the detection of the CSE in the speckle cloud surrounding the star's image.

This paper is focused on RS Pup's envelope, which has been known for many years (Westerlund 1961; Havlen 1972) for it is very extended: it has a spatial extension of around $2'$ in V band, which corresponds to about one parsec at RS Pup's distance (about 2 kiloparsecs; Kervella et al. 2008). Its origin is not precisely known; it is especially unclear whether it is made of material ejected by the star or of a material that predates the formation of the star. Its actual shape has been widely discussed: discrete nebular knots have been invoked by Kervella et al. (2008) to estimate the distance using light echoes, whereas Feast (2008) argued that a disk-like CSE will bias this kind of estimate. Alternately, a bipolar nebula has been considered by Bond & Sparks (2009), making a ratio between two images of different epochs. We were able to spatially resolve the CSE close to the star. The morphology of the CSE is discussed in Sect. 4.3.

2. Observations and data reduction

RS Pup was observed with the NACO instrument installed at the Nasmyth B focus of UT4 of ESO VLT. NACO is an adaptive optics system (NAOS, Rousset et al. 2003) and a high-resolution near IR camera (CONICA, Lenzen et al. 2003), working as imager or as spectrograph in the range $1\text{--}5 \mu\text{m}$. We used the S13 camera for our RS Pup observations (FoV of $13.5'' \times 13.5''$ and 13.26 ± 0.03 mas/pixel, Masciadri et al. 2003) with the narrow band filter NB_1.64 ($\lambda_0 = 1.644 \mu\text{m}$ with a width $\Delta\lambda = 0.018 \mu\text{m}$) and the intermediate band filter IB_2.18

[★] Based on observations made with ESO telescopes at Paranal observatory under program ID 382.D-0065(A).

Table 1. Log of the NACO observations. $\overline{\text{seeing}}_{\text{DIMM}}$ are the seeing measurements in V from the Differential Image Motion Monitor (DIMM) station, while $\overline{\text{seeing}}_{\lambda}$ are interpolated to our wavelength.

Date	UTC (start-end)	ϕ	Filter	Name	$\overline{\text{seeing}}_{\text{DIMM}}$	$\overline{\text{seeing}}_{\lambda}$	AM	Nbr	$\overline{r_0}$ (cm)	$\overline{t_0}$ (ms)
2009-01-07	00:30:41–00:31:56	–	NB_2.17	HD 9362	0.72''	0.55''	1.15	1	9.2	3.1
2009-01-07	00:35:33–00:36:47	–	NB_1.64	HD 9362	0.77''	0.62''	1.15	1	9.0	2.9
2009-01-07	00:51:16–00:54:16	–	NB_2.17	Achernar	0.84''	0.64''	1.25	1	9.1	2.3
2009-01-07	01:01:30–01:04:28	–	NB_1.64	Achernar	0.83''	0.63''	1.27	1	9.1	2.3
2009-01-07	04:47:17–05:00:46	0.035	IB_2.18	RS Pup	$0.71 \pm 0.05''$	$0.54 \pm 0.04''$	1.03	10	13.6 ± 0.4	3.6 ± 0.2
2009-01-07	05:01:16–05:13:17	0.035	NB_1.64	RS Pup	$0.68 \pm 0.04''$	$0.54 \pm 0.03''$	1.03	10	13.0 ± 0.1	3.4 ± 0.1
2009-01-07	05:21:03–05:26:27	–	IB_2.18	HD 74417	$0.55 \pm 0.01''$	$0.42 \pm 0.01''$	1.05	4	19.3 ± 0.8	5.1 ± 0.4
2009-01-07	05:26:57–05:31:43	–	NB_1.64	HD 74417	$0.54 \pm 0.01''$	$0.43 \pm 0.01''$	1.04	4	20.3 ± 0.1	5.1 ± 0.1

Notes. The uncertainties denote the standard deviations over the number of cubes. The start-end UTC indicated denotes the time when the first and the last cube was recorded. The phase ϕ of the Cepheid was computed using (P, T_0) from Kervella et al. (2008). AM denotes the airmass, while Nbr is the number of cubes recorded. r_0 and t_0 are the Fried parameter and the coherence time given by the AO real time calculator.

($\lambda_0 = 2.180 \mu\text{m}$ with a width $\Delta\lambda = 0.060 \mu\text{m}$). We chose the cube mode in order to apply the shift-and-add technique. We chose windows with 512×514 pixels and 256×258 pixels respectively for the narrow and the intermediate band filters. Each cube (10 for RS Pup and 4 for the reference star) contains 460 images at $1.64 \mu\text{m}$ and 2000 at $2.18 \mu\text{m}$. Each frame has the minimum integration time and readout type for this mode, i.e. 109 ms and 39 ms respectively for the 1.64 and $2.18 \mu\text{m}$ cubes. With these DITs and filters we are in a quasi-monochromatic regime with a very good speckle contrast (Roddier 1981). The large number of exposures allows us to select the frames with the brightest image quality.

Data were obtained on 2009 January 7, with the atmospheric conditions presented in Table 1. The PSF (point spread function) calibrator stars were observed just before or immediately after the scientific targets with the same instrumental configurations. Each raw image was processed in a standard way using the Yorick¹ language: bias subtraction, flat-field and bad pixel corrections. The negligible sky background was not subtracted.

To compare the AO system behavior and artefacts on RS Pup, we used the star Achernar and its PSF reference star observed the same night. These data were also acquired in cube mode with the same camera in the NB_1.64 and NB_2.17 ($\lambda_0 = 2.166 \mu\text{m}$ with a width $\Delta\lambda = 0.023 \mu\text{m}$) filters. Only one cube was acquired per filter, containing 20 000 frames for Achernar and 8000 for the calibrator. The window detector size is 64×66 pixels in both filters with an integration time of 7.2 ms. The slightly different second filter and the shorter exposure time compared with RS Pup is not critical for our analysis because we are interested in flux ratios. The smaller window size cuts the AO PSF wings, but we will show in Sect. 3 that this does not affect our conclusion significantly.

Once the pre-processing was over, we carried out a precentering as well as a sorting according to the maximum intensity of the central peak to reject the images for which the correction was the least efficient. On the one hand, we applied the shift-and-add technique to obtain the best angular resolution possible. On the other hand, we applied a statistical study aimed at extracting a possible diffuse (i.e. completely resolved) component inside of the speckle cloud of the central core (the star). These methods are explained in Sects. 3 and 4.

3. Shift-and-add process

In this section we use the shift-and-add method and then compare the RS Pup images with another star observed on the same night for which we do not expect an envelope.

3.1. RS Pup

Both stars, RS Pup and HD 74417, are unresolved by the telescope: diffraction limits for an 8.2 m UT are 55 mas and 41 mas in filters IB_2.18 and NB_1.64 respectively, while angular diameters are approximately one milli-arcsecond (1 mas) for both stars.

The shift-and-add method was originally proposed by Bates & Cady (1980) as a technique for speckle imaging. Applied to NACO's cube mode, it enhances the Strehl ratio by selecting the frames that are the least altered by the atmospheric turbulence. It also reduces the halo contribution when used with adaptive optics by selecting the best AO-corrected frames. The efficiency of the cube mode vs. the standard long exposure mode is discussed in Kervella et al. (2009b). Girard et al. (2010) showed for the RS Pup's reference star at $2.18 \mu\text{m}$ that by using this method we have an absolute gain of 9% in Strehl ratio.

Our processing steps are as follows: we select the 10% best frames according to the brightest pixel (as a tracer of the Strehl ratio) in our 10 data cubes (4 for the calibrator). We then spatially resample them by a factor 4 using a cubic spline interpolation and co-align them using a Gaussian fitting on the central core, at a precision level of a few milliarcseconds (this method is described in detail in Kervella et al. 2009a). Each cube is then averaged to obtain ten final average images (4 for the calibrator). We finally compute the mean of the 10 average images of RS Pup (or the 4 for the calibrator).

The result of this method is shown in Fig. 1 for the two filters. The two upper frames are HD 74417 and RS Pup as seen through the IB_2.18 filter, while the two lower are in the NB_1.64 filter. The spatial scale in all images is 3.3 mas/pix and we chose a logarithmic intensity contrast with adjusted lower and higher cut-off to show details in the halo. On the $1.64 \mu\text{m}$ image of RS Pup compared with the HD 74417 image we can see that there is a resolved circumstellar emission up to $\sim 1''$ from the Cepheid. This feature is fainter in the $2.18 \mu\text{m}$ filter. In both filters, because of this emission, diffraction rings are less visible around RS Pup than around HD 74417.

For each final co-added frame (i.e. the image shown in Fig. 1) we computed a ring median and normalized to unity. The

¹ <http://www.maumae.net/yorick/doc/index.php>

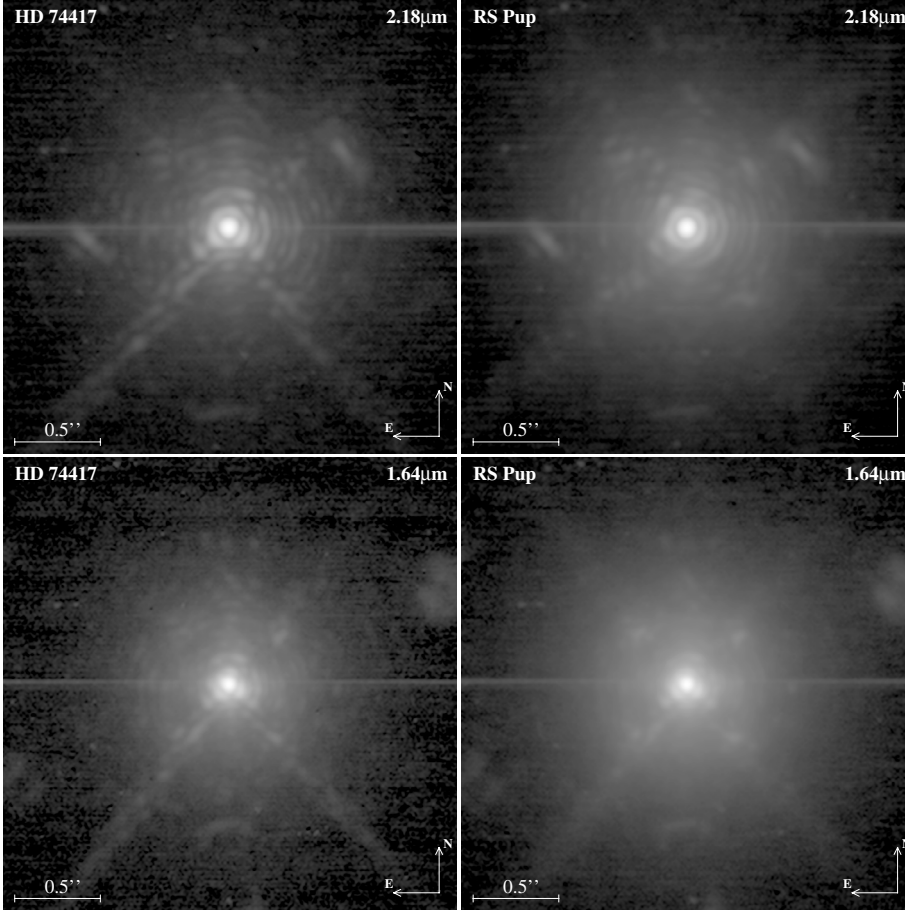


Fig. 1. Final frames from shift-and-add process. In the *two upper panels* the PSF calibrator star HD 74417 and RS Pup are shown in the IB_2.18 filter. The *bottom panels* show the same stars in the NB_1.64 filter. The scale intensity is logarithmic.

resulting curves are presented in Fig. 2 for two filters. The error bars are the standard deviation of values inside rings and are plotted only for few radii for clarity. We notice a significant difference between the two curves, more pronounced in the NB_1.64 filter.

3.2. Achernar

We carried out the same processing for Achernar and its reference star δ Phe (HD 9362). These two stars are unresolved by the UTs (angular diameters are approximately 2 mas). With this window size (64×66 pixels) the field of view is four times smaller than in the RS Pup’s frames, and even if we can also see some Airy rings in all the images, the background is dominated by the AO halo.

We plot in Fig. 2 the radial profiles of the stacked images, normalized to 10 (for clarity in the graph).

3.3. Halo fitting

We now investigate the presence of a circumstellar envelope by studying the radial profile of the stacked images we obtained for both RS Pup and its PSF calibrator and compare them with the observations of Achernar. The main idea behind this study is to compare the variations of encircled energy (the ratio of the core’s flux to the total flux) to the expected variations caused by atmospheric condition changes. If RS Pup has indeed a circumstellar envelope, its encircled energy will be significantly lower than that of our reference stars.

We use an analytical function to fit the residual light out of the coherent core (i.e. the halo). We used a turbulence degraded profile from Roddier (1981)

$$I_{\text{halo}}(r) = f \frac{0.488}{\rho^2} \left[1 + \frac{11}{6} \left(\frac{r}{\rho} \right)^2 \right]^{-\frac{11}{6}}, \quad (1)$$

where the fitting parameters are the FWHM ρ and f proportional to the flux of the envelope. In this case, the parameter ρ corresponds to the equivalent seeing disk for long exposure. NACO’s resulting core, even for an unresolved source, is fairly complex and suffers from residual aberrations, this is why we decided to fit the halo at a large radial distance of the core. We will later define the core as the residual of the fit of the halo function to our data.

We show the resulting fits in Fig. 4. They were applied for $r > 0.26''$ at 2.18 μm and 2.17 μm while the range was for $r > 0.2''$ at 1.64 μm for RS Pup (and its calibrator) and $r > 0.26''$ for Achernar (and its calibrator). The black lines are our data (ring-median), while the gray lines represent the adjusted curves. The vertical scale is logarithmic and normalized to the total flux. We also evaluated the normalized encircled energy (E_{enc}), i.e. the ratio of the flux in the core (i.e. within $1.22\lambda/D$) to the total flux. We can already see from these curves that the flux in the halo is different in the images of RS Pup and Achernar. These differences can be linked to the emission of the CSE around RS Pup or a modification of the seeing between the two observations. This point will be discussed below with a statistical study of the encircled energy.

For RS Pup in the NB_1.64 filter we found from our fit comparing the two FWHMs, i.e. $(\rho_{\text{RS Pup}} - \rho_{\text{HD 74417}})/\rho_{\text{HD 74417}}$, a

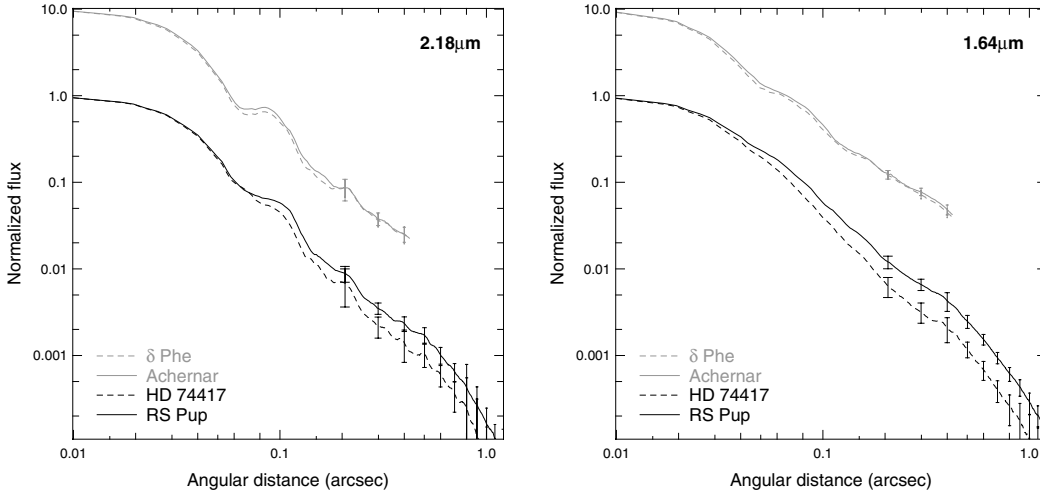


Fig. 2. On the *left* are presented the radial profiles at 2.18 μm for RS Pup, Achernar and their reference stars. On the *right* the same at 1.64 μm. Radial profiles were computed using the median value on one-pixel thick circular rings. The gray color denotes Achernar and δ Phe profiles, shifted by a factor 10 for clarity. The scale is logarithmic for both axes.

Table 2. Best-fit results for the residual halo.

Filter	Name	ρ (")	f	E_{enc}
NB_1.64	RS Pup	0.46 ± 0.01	0.58 ± 0.01	0.327
	HD 74417	0.43 ± 0.01	0.43 ± 0.01	0.452
	Achernar	0.49 ± 0.01	1.00 ± 0.01	0.374
	δ Phe	0.46 ± 0.01	0.97 ± 0.01	0.376
IB_2.18	RS Pup	0.56 ± 0.01	0.45 ± 0.01	0.417
	HD 74417	0.50 ± 0.01	0.34 ± 0.01	0.517
NB_2.17	Achernar	0.52 ± 0.01	0.59 ± 0.01	0.495
	δ Phe	0.54 ± 0.01	0.61 ± 0.01	0.505

Notes. ρ is the FWHM and f is a parameter proportional to the flux of the halo normalized to the total flux. E_{enc} represents the flux in the central core (i.e. within $1.22\lambda/D$) to the total flux. Note: The fitted I_{halo} analytical function is not normalized to f , i.e. $\int I_{\text{halo}} r dr \neq f$.

change of halo size of 11% and encircled energies E_{enc} (RS Pup) = 0.327 and E_{enc} (HD 74417) = 0.452 (see Table 2). This yields an encircled energy ratio $\varepsilon \sim 72\%$. The local DIMM station registered a seeing variation of around 26%. Different values can be explained by the station location, which is not inside the telescope dome, but a few tens of meters below, rendering it more susceptible to ground layer effects that are known to affect the seeing (Sarazin et al. 2008). As a result the UT seeing is consistently better than the one measured by the DIMM. For IB_2.18 we show the fitting curves in Fig. 4 and the resulting fit parameters in Table 2. Our fit gives a seeing variation of around 9%, while the DIMM measurements give a 29% variation, leading to the same conclusion as before about the accuracy of the DIMM station seeing estimates. The encircled energies measured in IB_2.18 are E_{enc} (RS Pup) = 0.417 and E_{enc} (HD 74417) = 0.517, giving an encircled energy ratio $\varepsilon \sim 80\%$.

We evaluated the uncertainties according to the variations of the encircled energy in the cubes. Because we already selected the 10% best frames, we kept these samples and plotted the histogram of the encircled energy to check the distribution function (Fig. 3). At the first order, the E_{enc} distribution can be approximated by a Gaussian distribution. We then computed the relative standard deviation $\sigma(E_{\text{enc}})/\overline{E_{\text{enc}}}$ for both stars. We assessed the uncertainty of the encircled energy ratio ε with

$$\frac{\sigma(\varepsilon)}{\varepsilon} = \sqrt{\left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{\overline{E_{\text{enc}}}}\right]_{\text{RS Pup}}^2 + \left[\frac{\sigma(E_{\text{enc}})}{\overline{E_{\text{enc}}}}\right]_{\text{HD 74417}}^2}, \quad (2)$$

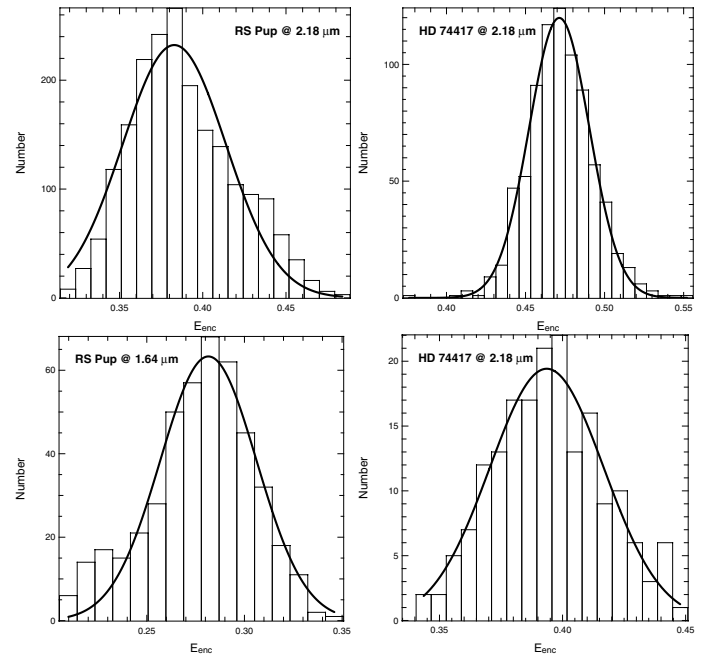


Fig. 3. Histogram of the encircled energy computed for 10% best frames. The solid lines represent a Gaussian fit.

We assume that the relative standard deviation of the encircled energy is a good approximation of the seeing variations. We measured a relative standard deviation $[\sigma(E_{\text{enc}})/\overline{E_{\text{enc}}}]_{\text{RS Pup}} \sim 8\%$ at 2.18 μm and $\sim 10\%$ at 1.64 μm while $[\sigma(E_{\text{enc}})/\overline{E_{\text{enc}}}]_{\text{HD 74417}} \sim 4\%$ and $\sim 6\%$ respectively. We also evaluated the statistical uncertainties with a bootstrap method that gave $\sigma \sim 0.5\%$ for both stars. These statistical uncertainties do not take into account the seeing variations. We therefore chose Eq. (2) as a reliable estimate of the final uncertainty. This gives $\sigma(\varepsilon)/\varepsilon \sim 9\%$ and $\sim 12\%$ respectively in IB_2.18 and NB_1.64.

For Achernar, the fit gives a seeing variation $\sim 3\%$ both in NB_1.64 and IB_2.17. The encircled energies measured in IB_2.18 are E_{enc} (Achernar) = 0.495 and E_{enc} (δ Phe) = 0.505, giving an encircled energy ratio $\varepsilon \sim 98\%$ (see Table 2). In NB_1.64 we have 0.374 and 0.376 respectively, which gives $\varepsilon \sim 99\%$. The encircled energies are nearly identical, giving ratios close to 100%. Using Eq. (2) as previously, we found a relative standard deviation $\sim 15\%$ in IB_2.17 and $\sim 11\%$ in NB_1.64.

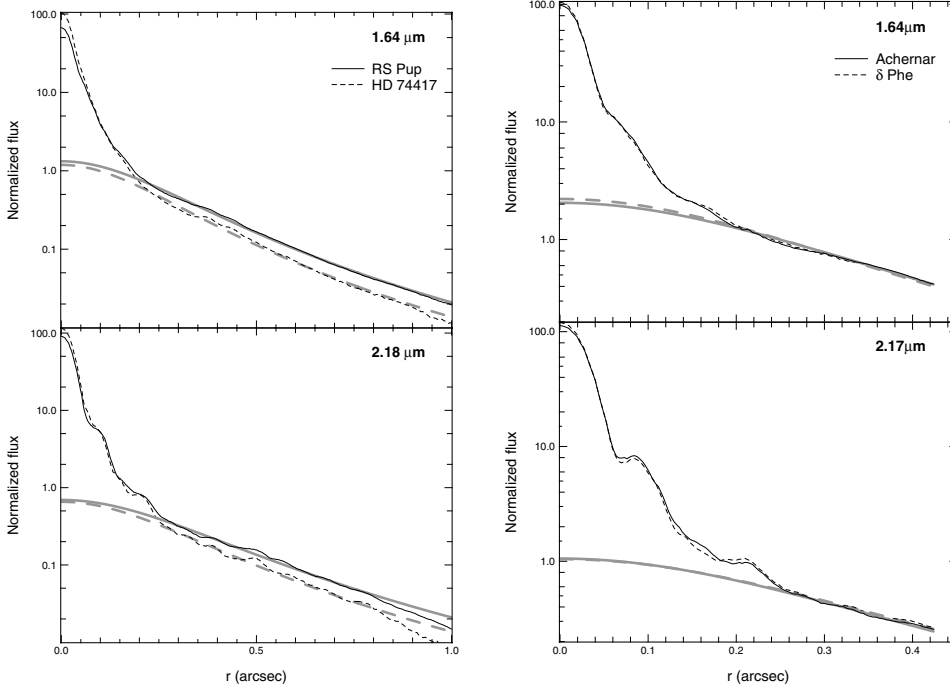


Fig. 4. Halo fit for all filters with logarithmic ordinates. The fluxes are normalized to the total flux. *Left panel:* halo fit from the radial profile of images in the two filters for RS Pup. *Right panel:* halo fit from the radial profile of images in the two filters for Achernar. The fit in IB_2.18 was for $r > 0.26''$ and in NB_1.64 for $r > 0.2''$ for RS Pup and for $r > 0.26''$ for Achernar. The dashed lines denote the reference stars, while the thick lines denote the Cepheid and Achernar. The fitted curves are plotted in gray.

Because Achernar does not have an extended circumstellar component in NB_1.64 and IB_2.17, we attribute these variations to the Strehl variations and the AO correction quality. The encircled energy ratio seems stable between the two stars at the 2% level in IB_2.18 (see Table 2).

We can notice that the normalized curves of Achernar and its calibrator almost overlap, and this is what is expected for unresolved stars without envelope taken in same atmospheric and instrumental conditions. It is not the case for RS Pup (see Figs. 2 and 4). The additional emission coming from the envelope of the Cepheid adds a component that is clearly not negligible. In the same atmospheric conditions and AO correction between the star and its calibrator, the encircled energy ratio should be close to 100%. That is what we obtain from Achernar's data. Scaling RS Pup's images to the same window size (i.e. $r \leq 0.42''$) slightly changes E_{enc} because we normalized to the total flux, but we still have a discrepancy of 100% for the encircled energy ratio ($\varepsilon \sim 79\%$ and $\varepsilon \sim 87\%$ respectively in NB_1.64 and IB_2.18). A smaller window on RS Pup makes the total flux lower because we do not integrate all the envelope flux, consequently the normalized encircled energy is larger and therefore the E_{enc} ratio as well.

The drop in E_{enc} of RS Pup compared with the statistics over Achernar's data and the fact that this drop is larger than the one directly estimated from the seeing halo variations, motivate the following section where this drop is analyzed under the assumption that it is caused by CSE emission.

3.4. Encircled energy variation

In this part we evaluate the flux of the envelope using the fact that the theoretical encircled energy ratio should be 100% and that an additional component to the flux should decrease this ratio.

The encircled energy of RS Pup can be written as

$$E_{\text{enc}} = \frac{F_{\text{coh}} + \alpha F_{\text{env}}}{F + F_{\text{env}}},$$

where F is the total flux of the star, without the extended flux, F_{coh} is the flux in the coherent core, F_{env} is the emission of the

environment and α is the fraction of the envelope flux that lays in the core. For simplicity, we will assume $\alpha \ll 1$, which means that we assume that the CSE is significantly larger than the core. Accordingly we can write

$$E_{\text{enc}} \approx \frac{F_{\text{coh}}/F}{1 + F_{\text{env}}/F}.$$

Assuming that the encircled energy is stable in NACO for our observing conditions, we can calibrate the previous formula to obtain the extended emission flux:

$$\varepsilon = \frac{E_{\text{enc}}(\text{Cepheid})}{E_{\text{enc}}(\text{reference})} \approx \frac{1}{1 + F(\text{env})/F(\text{Cepheid})}.$$

The relative emission $F(\text{env})/F(\text{Cepheid})$ can be estimated with the encircled energy ratio from our measured values (Table 2). We can also take the uncertainty values assessed in the previous section, defined as being the relative standard deviation on 10% of best frames in the cubes. We found a relative extended emission around RS Pup contributing to $38 \pm 17\%$ of the star's flux in the NB_1.64 band and $24 \pm 11\%$ in IB_2.18.

4. Morphological analysis

We now present a qualitative analysis of the envelope morphology. In this analysis, based on the statistical properties of the noise owing to speckle boiling, we presented the ratio $\sigma(F)/\bar{F}$ as a function of the factor (g). This parameter is intrinsic to speckle temporal and spatial structures, is not expected to depend on azimuth, and is proportional to the envelope flux. We mapped this factor, and any azimuthal asymmetry should be attributed to the morphology of the envelope.

4.1. Analysis method

The principle of the method is to recover the flux of the envelope in the short exposures. The difference between a simple unresolved star and a star surrounded by an envelope is that the envelope will prevent the flux between the speckles from reaching zero.

Statistical descriptions of stellar speckles have been proposed by many authors (Racine et al. 1999; Fitzgerald & Graham 2006), who showed that speckle noise is not negligible. The distribution of speckle statistics in AO were also studied by Canales & Cagigal (1999). For example, Racine et al. (1999, hereafter Ra99) showed that the speckle noise dominates other noise sources within the halo of bright stars corrected with AO systems. We know that the total variance in the cube short exposures after the basic corrections (i.e. corrected for bias, bad pixels, flat-field and recentered) is

$$\sigma^2(r) = \sigma_s^2(r) + \sigma_{\text{ph}}^2(r) + \sigma_{\text{RON}}^2 + \sigma_{\text{Strehl}}^2(r), \quad (3)$$

where σ_s^2 is the variance of the speckle noise, σ_{ph}^2 the variance of the photon noise, σ_{RON}^2 the variance of the readout noise and σ_{Strehl}^2 the noise owing to Strehl ratio variations. We neglected the variance of the sky photon noise, which is negligible in our wavelength for bright targets. Because the Strehl ratio variations occur in the coherent core and because we are particularly interested in the halo part, we omit these variations in the rest of this section.

We present for one calibrating cube the variance observed in the top panels of Fig. 5 for both filters. We plotted the radial profile computed using median rings on all azimuths. The dashed curve denotes the variance of the readout noise. We can estimate some of the components in Eq. (3) from our data. For example, from the stacked image that we obtained by summing the cube, we obtain the core and halo profile, as we did in Sect. 3. We then obtain the photon noise variance using its Poissonian property, knowing that the variance is equal to the mean. We define for the stacked image the radial intensity profile $I(r)$ and we estimate the term σ_{ph}^2 of Eq. (3) with

$$\sigma_{\text{ph}}^2(r) = \gamma I(r) = \gamma \frac{I(r)}{N},$$

where N is the number of frames in the cube (1999 frames in IB_2.18 and 457 in NB_1.64) and γ the gain of the detector in order to convert noises in electron unit. The readout noise is estimated from the outer part of the images (see in Fig. 5 the top panels). We estimate the speckle noise from the total variance of the cubes as

$$\sigma_s^2(r) = \sigma^2(r) - \sigma_{\text{ph}}^2(r) - \sigma_{\text{RON}}^2,$$

In the bottom panels of Fig. 5 we present the relative importance of the different noise sources. We see that the different variances show a different radial behavior, and we see in particular that the photon noise of the core never dominates. More precisely, we can define two regimes:

- $\sigma(r) \simeq \sigma_s(r)$ for $r \lesssim r_1$, in this regime, the speckle noise dominates the other variances ($\sigma_s > 3 \sigma_{\text{RON}}$)
- $\sigma(r) \simeq \sqrt{\sigma_s^2(r) + \sigma_{\text{RON}}^2}$ for $r \gtrsim r_1$

with $r_1 \simeq 0.22''$ in NB_1.64 band and $r_1 \simeq 0.24''$ in IB_2.18. The fairly weak ($\propto \lambda^{-12/5}$) wavelength dependency of the speckle noise may explain the same order of magnitude between the limit radius in IB_2.18 and NB_1.64.

Indeed there is another regime in the range $0 \leq r < r_1$ where the Strehl variations occur. The PSF core is mainly affected by these variations. As said previously, we are interested in the PSF halo to detect the envelope between the speckles, which is why we neglect this term.

4.2. Speckle noise invariant

We use an interesting property of the speckle noise, namely that its variance is proportional to the squared flux in the cube (Ra99), F/σ is therefore an invariant. More precisely:

$$\sigma_s = g(r, \lambda, \Delta t, S, \dots) F_\star(\lambda),$$

where the function g is a function depending on the wavelength λ , the integration time Δt , the Strehl ratio S and atmospheric parameters.

We checked this property by plotting in Fig. 6 the mean g function for each star, i.e. we evaluated a g function for each cube that we then averaged (the error bars correspond to the standard deviation between the cubes). We took care to remove the flux contribution from the circumstellar envelope with the values found in Sect. 3. Obviously there is no clear difference between the two stars except in the core. This can be explained by the Strehl ratio variations we omitted before in the core. We can assess these variations by evaluating the encircled energy for each frame of each calibrating cube (here we take 100% of frames, without selection) and by using it as an estimator of the Strehl ratio in function of time. By fitting a Gaussian distribution to E_{enc} for each star and both filters, we estimate the relative standard deviation for RS Pup to be $\sigma(E_{\text{enc}})/\overline{E_{\text{enc}}} \sim 15\%$ in IB_2.18 and $\sim 17\%$ in NB_1.64. For HD 74417 we found $\sim 8\%$ and $\sim 9\%$ respectively at $2.18 \mu\text{m}$ and $1.64 \mu\text{m}$.

The total invariance of the g function, i.e. for the complete radius, depends on the Strehl ratio variations. Nevertheless, because these variations occur in the coherent core, we can neglect them if we go far away from the central part. For $r > r_1$ we found a mean absolute relative difference (see Fig. 6) of 5% in IB_2.18 and 8% in NB_1.64. So for $r > r_1$ the invariance of the g function is verified with a good accuracy.

We can measure g using our reference star. Assuming it is stable in time, we can define the observable Γ as the average of the flux of a given pixel in the cube, divided by the standard deviation. Defining $F_{\text{cal}} = \alpha F_{\text{RS Pup}} = \alpha F_\star$ and making the difference between Γ_{sci} and Γ_{cal} (where the index sci and cal refer to RS Pup and HD 74417 respectively) we have

$$\xi = \Gamma_{\text{sci}} - \Gamma_{\text{cal}} = \frac{F_\star + F_{\text{env}}}{\sqrt{g_\star^2 F_\star^2 + \sigma_{\text{RON}}^2}} - \frac{\alpha F_\star}{\sqrt{g_\star^2 \alpha^2 F_\star^2 + \sigma_{\text{RON}}^2}}, \quad (4)$$

All variables in Eq. (4) are functions of the pixel coordinates (x, y) , but we omit this notation for clarity.

The parameter α can be estimated with the results from Sect. 3. The flux ratio between the two final images of RS Pup and HD 74417 is a function of α and $F(\text{env})/F_\star$:

$$\frac{F(\text{RS Pup})}{F(\text{HD 74417})} = \frac{F_\star + F_{\text{env}}}{\alpha F_\star} = \frac{1 + F_{\text{env}}/F_\star}{\alpha}. \quad (5)$$

By measuring the total flux in our final images (Sect. 3) and using F_{env}/F_\star estimated in Sect. 3.4 we get $\alpha = 1.06 \pm 0.13$ at $1.64 \mu\text{m}$ and $\alpha = 0.96 \pm 0.08$ at $2.18 \mu\text{m}$. We also used the total flux variations in our 10 (for RS Pup) and 4 (for the reference) averaged images to assess the uncertainties, but they turn out to be small ($<2\%$) compared to F_{env}/F_\star uncertainties. As a first approximation we can simplify Eq. (4) with $\alpha \sim 1$ to obtain

$$\xi = \frac{F_{\text{env}}}{\sqrt{g_\star^2 F_\star^2 + \sigma_{\text{RON}}^2}}. \quad (6)$$

ξ is thus directly proportional to the flux of the CSE. We expect this function to be null if there is no envelope. The denominator

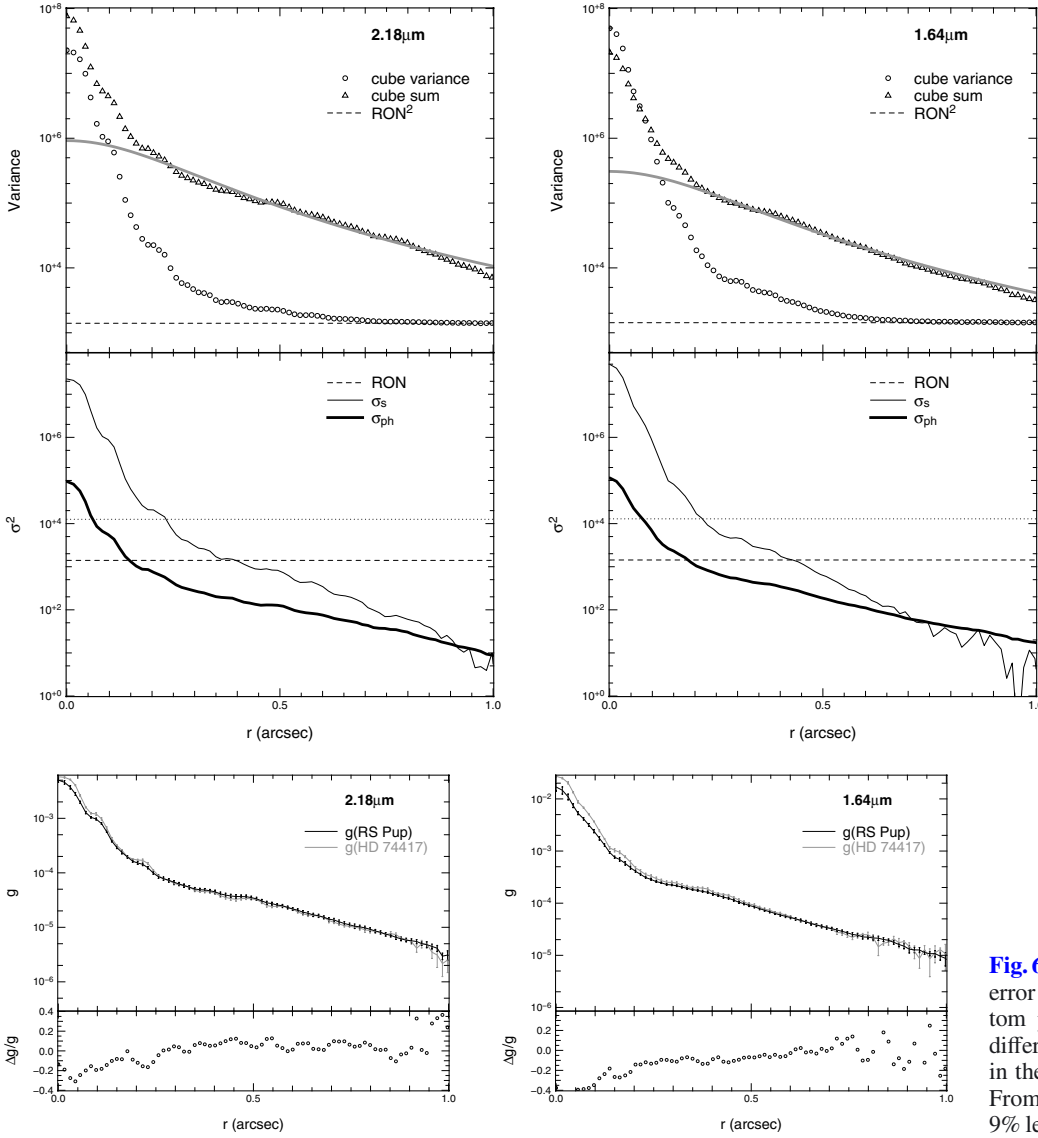


Fig. 5. *Left panel:* at the top we plot the variance (circles) and the average value (triangle) of one data cube of HD 74417 at 2.18 μm. *Bottom:* contribution of the different noise sources. *Right panel:* the same for the 1.64 μm filter. The scale for all plots is logarithmic in ordinates. The dotted curves show the 3σ limits of the readout noise, while the gray curves denote the halo fit.

Fig. 6. Mean g function for each star. The error bars correspond to the RMS. The bottom plot represents the absolute relative difference. We can see a larger difference in the core owing to the Strehl variations. From $r > r_1$ the functions are similar at a 9% level in NB_1.64 and at 6% in IB_2.18.

is a radial parameter, therefore any spatial asymmetry in ξ will be linked to an asymmetry of the CSE.

From our different data cubes we computed a mean ξ by subtracting to each $\Gamma_{\text{sci},j}$ a mean Γ_{cal} , i.e.:

$$\overline{\xi(x, y)} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\Gamma_{\text{sci},j} - \overline{\Gamma_{\text{cal}}}) \quad \text{and} \quad \overline{\Gamma_{\text{cal}}} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Gamma_{\text{cal},i},$$

where n and m are the number of cube for RS Pup and HD 74417 respectively. This process provides us with an average image proportional to the flux of the CSE in each filter.

4.3. Symmetry of the CSE

In Fig. 7 we show the ξ function for the NB_1.64 and IB_2.18 band. For radii larger than r_1 , we expect the function to be null if there is no CSE (see Eq. (6)), whereas we clearly obtain a positive image, indicative of a likely detection of a CSE. The central part of the image with $r < r_1$ (white circle for $r = r_1$) denotes the part where the previously defined function g is not invariant because of Strehl ratio fluctuations. It is difficult to estimate and therefore does not supply reliable informations close to the star.

This method is useful for studying the morphology of the CSE, in particular whether or not it has a central symmetry, like

one expects for a uniform shell structure or a face-on disk; or an asymmetrical shape, like in an inclined disk-like structure for instance. Despite adaptive optics artefacts, the images in Fig. 7 seem to present a uniform intensity distribution in agreement with a shell or a face-on disk structure. More precisely, we estimated a symmetry level using a residual map obtained by subtracting 90 degree rotated versions of themselves from the images presented in Fig. 7. The result of this subtraction is shown in Fig. 8. In the initial image we assessed the average value in a ring, while in the subtracted image (0°–90°) we compute an average value in a small window (see Fig. 8). Making the ratio of these two averages (i.e. the average value in the small window over the average value in the ring), we exclude a departure from symmetry larger than 7% in NB_1.64 and 6% in IB_2.18.

5. Conclusion

We present a study of the close environment (1000–2000 AU) of the Cepheid RS Pup using near-infrared AO-assisted imaging. We used two different techniques to 1) measure the photometric emission due to the CSE and 2) obtain an image proportional to the CSE through a statistical analysis of the large number of short exposures in which speckles are still visible.

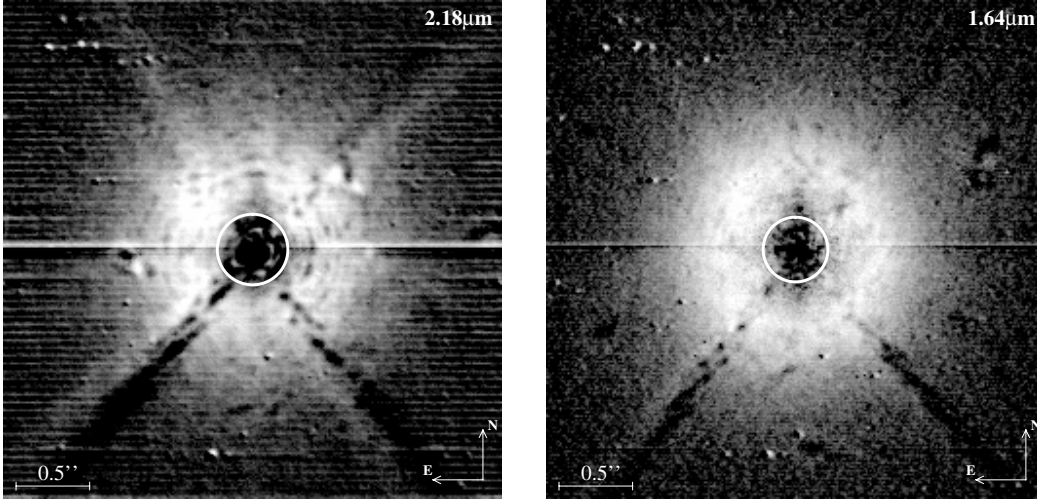


Fig. 7. ξ parameter (Eq. (6)) proportional to the envelope flux at $2.18 \mu\text{m}$ (left) and at $1.64 \mu\text{m}$ (right). The white circle represents the r_1 limit of Eq. (7) separating the two regimes. The scale intensity is logarithmic.

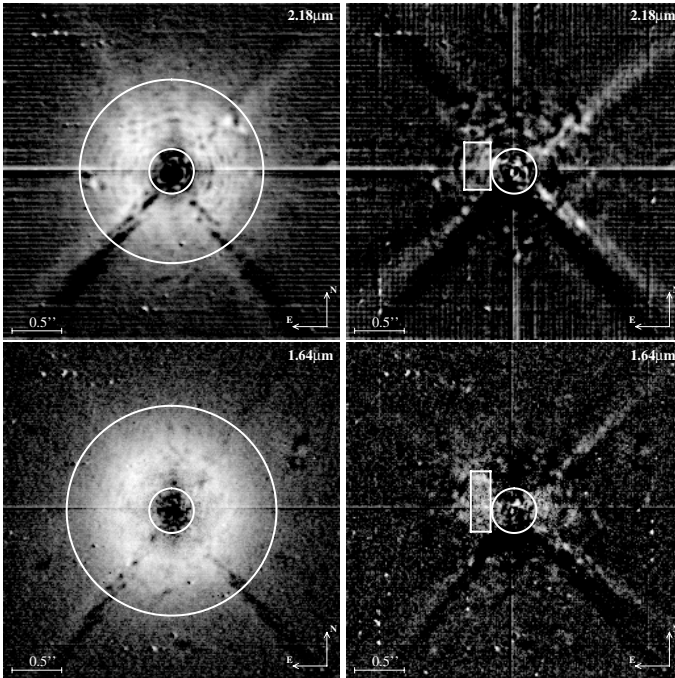


Fig. 8. Estimate of the symmetry level. *Top panels:* on the left is plotted the ξ parameter at $2.18 \mu\text{m}$ with a ring of radius $r_1 < r < r_2 = 0.92''$ where we computed a mean value. On the right we plot the difference of the initial (0°) and 90° rotation images where we cut a small window to assess a mean residual value. The ratio between the mean residual value and the mean value give us a level of symmetry. *Bottom panels:* same process at $1.64 \mu\text{m}$ with a ring of radius $r_1 < r < r_2 = 1.1''$. The scale intensity is logarithmic.

Using a simple image modeling method, based on the unresolved PSF calibrator, we estimated (Sect. 3) a likely photometric emission of $38 \pm 17\%$ and $24 \pm 11\%$ of the star flux in the NB_1.64 and IB_2.18 bands respectively for RS Pup's CSE. Apart from the actual interest to better understand the mass loss in Cepheids, the presence of such an extended emission may have an impact on the distance estimate with the Baade-Wesselink method.

Using an original statistical study of our short exposure data cubes, we qualitatively showed (Sect. 4) that the envelope in the two bands (NB_1.64 and IB_2.18) has a centro-symmetrical shape (excluding a departure from symmetry larger than 7%),

suggesting that the CSE is either a face-on disk or a uniform shell.

Our observations were obtained in two filters isolating the Brackett 12–4 ($1.641 \mu\text{m}$, NB_1.64 filter) and Brackett γ 7–4 ($2.166 \mu\text{m}$, IB_2.18 filter) recombination lines of hydrogen. We therefore propose that our observations show the presence of hydrogen in the CSE of RS Pup. The star is naturally relatively faint in these spectral regions, because of deep hydrogen absorption lines in its spectrum. This appears as a natural explanation to the high relative contribution from the CSE compared to the stellar flux. Another contribution to the CSE flux may also come from free-free continuum emission, or Rayleigh scattering by circumstellar dust. However, this contribution is probably limited to a few percents of the stellar flux. The high relative brightness of the detected CSE therefore implies that the spectral energy distribution of the detected CSE is essentially made of emission in hydrogen spectral lines instead of in the form of a continuum. RS Pup's infrared excess in the broad NB_1.64 and IB_2.18 bands is limited to a few percents (Kervella et al. 2009a), which excludes a continuum CSE emission of 40% in the NB_1.64 filter and 24% in the IB_2.18 filter as measured in our NACO images.

Our discovery is also remarkably consistent with the non-pulsating hydrogen absorption component detected in the visible H α line of RS Pup by Nardetto et al. (2008), together with a phase-dependent component in emission. The extended emission we observe in the infrared is therefore probably caused by the same hydrogen envelope as the one that creates the H α emission observed in the visible. It should also be mentioned that our result is consistent with the proposal by Kervella et al. (2009a) that the envelope of RS Pup is made of two distinct components: a compact gaseous envelope, which is probably at the origin of the observed NACO emission, and a very large ($\approx 2'$) and cold ($\approx 45 \text{ K}$) dusty envelope (Kervella et al. 2008) that is mostly transparent at near-infrared wavelengths owing to the reduced scattering efficiency. These two envelopes appear to be largely unrelated because of their very different spatial scales. However, it should be noted that Marengo et al. (2009) recently detected large envelopes around several Cepheids using Spitzer. The presence of hydrogen close to the Cepheids of their sample could be investigated at high angular resolution using the observing technique presented here.

Acknowledgements. We thank Drs. Jean-Baptiste Le Bouquin and Guillaume Montagnier for helpful discussions. We also thank the ESO Paranal staff for their work in visitor mode at UT4. We received the support of PHASE, the high

angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS, and University Denis Diderot Paris 7. This work made use of the SIMBAD and VIZIER astrophysical database from CDS, Strasbourg, France and the bibliographic informations from the NASA Astrophysics Data System. Data processing for this work have been done using the Yorick language, which is freely available at <http://yorick.sourceforge.net/>.

References

- Bates, R. H. T., & Cady, F. M. 1980, *Optics Commun.*, 32, 365
- Bond, H. E., & Sparks, W. B. 2009, *A&A*, 495, 371
- Canales, V. F., & Cagigal, M. P. 1999, *Appl. Opt.*, 38, 766
- Feast, M. W. 2008, *MNRAS*, 387, L33
- Fitzgerald, M. P., & Graham, J. R. 2006, *ApJ*, 637, 541
- Girard, J. H. V., Kasper, M., Quanz, S. P., et al. 2010, *SPIE Conf. Ser.*, 7736
- Havlen, R. J. 1972, *A&A*, 16, 252
- Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé Du Foresto, V. 2006, *A&A*, 448, 623
- Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2008, *A&A*, 480, 167
- Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009a, *A&A*, 498, 425
- Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009b, *A&A*, 504, 115
- Lenzen, R., Hartung, M., Brandner, W., et al. 2003, in *SPIE Conf. Ser.* 944, ed. M. Iye, & A. F. M. Moorwood, 4841
- Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., Bono, G., & Welch, D. 2009, in *The Evolving ISM in the Milky Way and Nearby Galaxies*
- Masciadri, E., Brandner, W., Bouy, H., et al. 2003, *A&A*, 411, 157
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé Du Foresto, V., et al. 2006, *A&A*, 453, 155
- Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1093
- Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., & Gillet, D. 2008, *A&A*, 489, 1263
- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Roddier, F. 1981, *Prog. Opt.*, 19, 281
- Rousset, G., Lacombe, F., Puget, P., et al. 2003, in *SPIE Conf. Ser.* 4839, ed. P. L. Wizinowich, & D. Bonaccini, 140
- Sarazin, M., Melnick, J., Navarrete, J., & Lombardi, G. 2008, *The Messenger*, 132, 11
- Westerlund, B. 1961, *PASP*, 73, 72

A.5 Article : The circumstellar envelopes of the Cepheids ℓ Carinae and RS Puppis. Comparative study in the infrared with Spitzer, VLT/VISIR, and VLTI/MIDI

Article publié dans la revue *Astronomy & Astrophysics*, volume 498, page 425.

The circumstellar envelopes of the Cepheids ℓ Carinae and RS Puppis[★]

Comparative study in the infrared with *Spitzer*, VLT/VISIR, and VLT/MIDI

P. Kervella¹, A. Mérand², and A. Gallenne^{2,1}

¹ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 Place Jules Janssen, 92195 Meudon Cedex, France
 e-mail: Pierre.Kervella@obspm.fr

² European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

Received 7 November 2008 / Accepted 11 January 2009

ABSTRACT

Context. Compact circumstellar envelopes (CSEs) have been detected around several Cepheids by interferometry. In particular, observations with the VINCI instrument revealed in 2006 a compact envelope around the long period Cepheid ℓ Car ($P = 35.5$ days). Another Cepheid, RS Pup ($P = 41.4$ days), presents a large ($\approx 2'$) circumstellar nebula scattering the Cepheid light in the visible. These envelopes are particularly interesting for two reasons: their presence could impact the Cepheid distance scale, and they could imply stellar mass loss.

Aims. Our goal is to establish the spatial and spectral properties of the CSEs of ℓ Car and RS Pup. This is done through a parametrization of the envelopes in terms of fractional flux (with respect to the star) and angular size.

Methods. We retrieved archival *Spitzer* images of the two stars ($\lambda = 3.5\text{--}70\ \mu\text{m}$), and obtained new diffraction-limited imaging with the VLT/VISIR camera in BURST mode ($\lambda = 8.6\text{--}11.9\ \mu\text{m}$), as well as interferometric observations with the VLT/MIDI beam combiner ($\lambda = 8\text{--}13\ \mu\text{m}$). This combination of single-telescope and interferometric techniques allows us to probe the envelopes of the two Cepheids over a broad range of angular scales, from arcminutes to milliarcseconds.

Results. The circumstellar envelope of RS Pup is resolved spatially at 24 and 70 μm by *Spitzer*, and around 10 μm by MIDI and VISIR. The envelope of ℓ Car appears much more compact, and is resolved only in the VISIR and MIDI observations. The infrared excesses we detect around RS Pup and ℓ Car are both very significant, but differ considerably in spectral and spatial properties. We detect a warm component in the CSE of both stars at a spatial scale of a few 100 to a few 1000 AU. In addition, RS Pup presents a very large (several 100 000 AU) and cold (≈ 40 K) dusty envelope.

Conclusions. The observed properties of the CSEs lead us to propose that the cold dust content of the large reflection nebula surrounding RS Pup has an interstellar origin, while the warm CSEs of the two stars were created by ongoing stellar mass loss. We also speculate that the NGC 7023 reflection nebula surrounding the Herbig Be star HD 200775 is an analogue of RS Pup at an age of 100 000 years. The presence of CSEs around the two brightest long-period Cepheids is an indication that many long-period members of this class, if not all, could be surrounded by warm circumstellar envelopes created by mass loss. However, very large dusty envelopes such as that of RS Pup are probably less common, as according to our scenario, they require the presence of a high dust density in the interstellar medium (ISM) at the time of the formation of the Cepheid progenitor.

Key words. stars: circumstellar matter – stars: variables: Cepheids – stars: individual: ℓ Car – stars: individual: RS Pup – techniques: high angular resolution – techniques: interferometric – infrared: stars

1. Introduction

Exactly a century after the discovery of their Period-Luminosity ($P-L$) relation (Leavitt 1908), and a few years from the centenary of its first calibration (Leavitt & Pickering 1912), Cepheids appear as increasingly complex objects. The first IRAS observations in the 1980s led to the discovery of infrared (IR) excess around many Cepheids (McAlary & Welch 1986; Deasy & Butler 1986). Based on these observations and IUE ultraviolet spectra, Deasy (1988) identified mass loss in a number of Cepheids. A very significant mass loss rate is attributed by this author to RS Pup ($10^{-6}\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$). Böhm-Vitense & Love (1994) obtained an even higher value of $2 \times 10^{-5}\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$ for ℓ Car. Recent interferometric observations revealed compact circumstellar envelopes around several nearby Cepheids (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006; Mérand et al. 2007). Before these

observations, only one Cepheid was known with certainty to be surrounded by a circumstellar envelope (CSE), RS Pup. This large nebula ($\approx 2'$) scatters the light from the central star, and hosts one of the most striking examples of light echoes known to date (Kervella et al. 2008). Another Cepheid, SU Cas, is close to a nebula, but the physical association is uncertain. The presence of CSEs around Cepheids raises questions about the mass loss mechanisms of these stars. As shown by Mérand et al. (2007), long period Cepheids tend to show brighter CSEs in the near-IR K band than short periods, indicating that the mass-loss mechanism could be linked to the pulsation of the star. Interestingly, pulsation driven mass loss models by Neilson & Lester (2008) predict lower mass loss rates for long periods compared to short periods. Using the same models, Neilson et al. (2009) predicted a sufficiently large IR excess to impact the near and mid-IR $P-L$ relations of LMC Cepheids.

In the present article, we report our observations of the two long-period Cepheids ℓ Car (HD 84810, SAO 250683) and RS Pup (HD 68860, SAO 198944) using single-telescope and

[★] Based on observations made with ESO telescopes at Paranal Observatory, under ESO programs 073.D-0142(B), 077.D-0500(A), 078.D-0739(B), 078.D-0739(D) and 081.D-0165(A).

interferometric techniques in order to search for and characterize the mid-IR excess of these stars. We detail the data sets obtained with the *Spitzer*, VLT/VISIR and VLTI/MIDI instruments in Sect. 2. Sections 3 to 5 are dedicated to the analysis of the data, while we summarize in Sect. 6 the VINCI data of ℓ Car, previously published by Kervella et al. (2006). We present in Sect. 7 the properties of the excess emission present in the spectral and spatial energy distribution of the two stars. The current standard explanation of the presence of Cepheid envelopes is that they were created by mass loss from the stars themselves, through a mechanism probably associated with pulsation. We propose an alternative scenario for the formation of the CSE of RS Pup in Sect. 8, as well as a critical evaluation of the existing Cepheid mass loss models. The detailed physical modeling of the CSEs is beyond the scope of the present paper and is not addressed.

In the following, we will phase the observations using reference epochs T_0 (expressed in Modified Julian Date) and periods of $T_0 = 52289.916$ and $P = 35.5513$ days for ℓ Car (Szabados 1989), $T_0 = 54090.836$ and $P = 41.4389$ days for RS Pup (Kervella et al. 2008).

2. Observations and data reduction methods

2.1. *Spitzer* observations

We retrieved the observations of ℓ Car and RS Pup obtained with the InfraRed Array Camera (IRAC; Fazio et al. 2004) and the Multiband Imaging Photometer for *Spitzer* (MIPS; Rieke et al. 2004; Werner et al. 2004a) from the archive¹ at the *Spitzer* Science Center (SSC). The observations of ℓ Car with IRAC took place on 13 August 2006 (MJD 53 960.984, $\phi = 0.00$), and with MIPS on 19 July 2006 (MJD 53 935.328, $\phi = 0.28$), while RS Pup was observed with IRAC on 29 December 2006 (MJD 54 098.477, $\phi = 0.18$), and with MIPS on 4 December 2006 (MJD 54 073.425, $\phi = 0.58$). The IRAC and MIPS wavelengths complement very well our MIDI and VISIR observations around $10 \mu\text{m}$ towards shorter and longer wavelengths.

The IRAC images were taken in the four channels of the camera: 3.8, 4.5, 5.8 and $8.0 \mu\text{m}$. We used the MOPEX software suite v18.1.5 (Makozov & Marleau 2005) to assemble mosaics of the individual images, with a pixel scale of $1.22''/\text{pixel}$. The MIPS images were obtained in photometry mode at $24 \mu\text{m}$ (silicon-based array) and $70 \mu\text{m}$ (germanium-based detector). The pipeline recipes that were applied by the archive to convert the raw data into these BCD files are described by Gordon et al. (2005). At $70 \mu\text{m}$, we selected the non-filtered versions of the BCD images. We then used MOPEX to assemble mosaics of the individual images, with a pixel scale of $2.45''/\text{pixel}$ (close to the original BCD images) at $24 \mu\text{m}$ and $4''/\text{pixel}$ at $70 \mu\text{m}$ (about half of the original pixel scale).

2.2. *VISIR* observations

We used the VISIR instrument (Lagage et al. 2004), installed at the Cassegrain focus of the Melipal telescope (UT3) of the VLT (Paranal, Chile). VISIR is a mid-IR imager that also provides a slit spectrometer. As it is a ground-based instrument, its sensitivity is severely limited by the high thermal background of the atmosphere, compared for instance to *Spitzer*, but its resolving power is ten times higher, thanks to the 8 m diameter of the primary mirror. VISIR is therefore very well suited for

our programme to search for compact, spatially resolved mid-IR emission around ℓ Car and RS Pup.

However, under standard conditions at Paranal (median seeing of $0.8''$ at $0.5 \mu\text{m}$), the 8 m telescope is not diffraction limited at $10 \mu\text{m}$ (seeing $\approx 0.4''$ vs. $0.3''$ diffraction). Instead of a pure Airy diffraction pattern, several moving speckles and tip-tilt usually degrade the quality of the image (see e.g. Tokovinin et al. 2007). To overcome this limitation, a specific mode of the instrument, called the BURST mode, was introduced by Doucet et al. (2006, 2007). Its principle is to acquire very short exposures ($\Delta t \lesssim 50$ ms), in order to keep the complete integration within a fraction of the coherence time (≈ 300 ms at Paranal in the mid-IR). The detector is therefore read very quickly, and the resulting images freeze the turbulence. It is subsequently possible to select the best images that present a single speckle (“lucky imaging”), and are thus diffraction-limited. Our processing consists of three main steps: 1) integer-pixel recentering of the chop-nod background corrected frames; 2) oversampling of each frame by a factor of 4 using spline interpolation (resampled scale of 19 mas/pixel); 3) fine recentering with a Gaussian fitting procedure; 4) averaging of the best frames with respect to the Strehl ratio. A more detailed description of the processing is presented in Kervella & Domiciano de Souza (2007).

The observations of ℓ Car and RS Pup were performed during the nights of 23 and 24 May 2008. Table 1 lists the sequence of our VISIR observations of the Cepheids and their associated calibrator stars. They were observed immediately before and after the Cepheids to monitor the evolution of the sky transparency (photometry) and thermal infrared seeing (PSF calibration). The observations were obtained in three filters²: PAH1, PAH2 and SiC covering respectively the following wavelength domains: $8.59 \pm 0.42 \mu\text{m}$, $11.25 \pm 0.59 \mu\text{m}$ and $11.85 \pm 2.34 \mu\text{m}$.

For an unknown reason, possibly a temporary burst of very bad seeing or thin cirrus clouds, observation #c suffers from a low photometric SNR, and was not included in the analysis. Due to the lower sensitivity of VISIR in the SiC filter, we could not recenter the individual VISIR images for observation #p.

2.3. *MIDI* observations

MIDI (Leinert et al. 2003; Ratzka et al. 2007) is the mid-infrared two-telescope beam combiner of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI; Glindemann et al. 2004). This instrument is a classical Michelson interferometer working in the astronomical N band ($7.6\text{--}13.3 \mu\text{m}$). It can combine the light from two VLT Unit Telescopes (8.2 m, UTs) or two Auxiliary Telescopes (1.8 m, ATs). For the reported observations of ℓ Car and RS Pup, we used a prism with a spectral resolution of $R = \lambda/\Delta\lambda \approx 30$ to obtain spectrally dispersed fringes. During the observations, the secondary mirrors of the two Unit Telescopes were chopping with a frequency of 2 Hz to properly sample the sky background. MIDI has two photometric calibration modes: SCI_PHOT, in which the photometry is measured simultaneously with the interferences fringes, and HIGH_SENS, in which the flux is measured separately before the interferometric observations. The visibility is derived from the ratio of correlated flux (modulation in the interferometric fringes) with the total flux (given by the photometry). Due to the relatively low thermal-IR brightness of the two Cepheids, the observations presented here were obtained in HIGH_SENS mode, using the low dispersion setup (spectral resolution of $\lambda/\Delta\lambda \approx 30$).

¹ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/>

² <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/visir/inst/>

Table 1. Log of the VISIR observations of ℓ Car and RS Pup. MJD* is the modified Julian date of the start the exposures on the target minus 54 000, and ϕ the phase of the Cepheid. The Detector Integration Time (DIT) is given in milliseconds for one BURST image. θ is the seeing in the visible ($\lambda = 0.5 \mu\text{m}$) measured by the observatory DIMM sensor, in arcseconds, and AM is the airmass of the observation. The duration of each observation was 360 s on target.

#	MJD*	ϕ	Star	Filter	DIT	θ	AM
a	609.953		HD 76110	PAH1	16	1.5	1.09
b	609.961		HD 76110	PAH2	8	1.4	1.11
c*	609.980	0.53	RS Pup	PAH1	16	1.6	1.26
d	609.987	0.53	RS Pup	PAH2	8	1.3	1.31
e	610.002	0.26	ℓ Car	PAH1	16	1.5	1.34
f	610.009	0.26	ℓ Car	PAH2	8	1.3	1.37
g	610.035		HD 89682	PAH1	16	1.6	1.26
h	610.042		HD 89682	PAH2	8	1.8	1.29
i	610.081		HD 98118	PAH1	16	1.7	1.31
j	610.089		HD 98118	PAH2	8	1.6	1.36
k	610.960		HD 76110	PAH1	16	0.7	1.11
l	610.967		HD 76110	SIC	20	0.9	1.13
m	610.979	0.29	ℓ Car	PAH1	16	1.0	1.31
n	610.986	0.29	ℓ Car	SIC	20	0.8	1.32
o	610.998	0.55	RS Pup	PAH1	16	0.8	1.38
p*	611.005	0.55	RS Pup	SIC	20	0.9	1.44
q	611.016		HD 89682	PAH1	16	0.6	1.23
r	611.024		HD 89682	SIC	20	0.9	1.24
s	611.073		HD 124294	PAH1	16	0.8	1.06
t	611.081		HD 124294	SIC	20	0.8	1.05

* Observations #c and #p suffer from low photometric SNR.

For the raw data processing, we used two different software packages: MIA developed at the Max-Planck-Institut für Astronomie and EWS developed at the Leiden Observatory (MIA+EWS³, version 1.5.2) in order to extract first the instrumental squared coherence factors and then the calibrated visibilities $V(\lambda)$ (Chesneau 2007). We found a good agreement between the results of the MIA and EWS packages within the error bars. In the following we will refer to the results obtained with the EWS package. To remove the instrumental and atmospheric signatures, three calibrators were observed together with the Cepheids: HD 70555 ($\theta_{\text{LD}} = 2.54 \pm 0.04$ mas) for RS Pup, HD 67582 ($\theta_{\text{LD}} = 2.39 \pm 0.06$ mas) and HD 94510 ($\theta_{\text{LD}} = 2.23 \pm 0.01$ mas) for ℓ Car. They were chosen in the Cohen et al. (1999) catalog, except HD 94510 which was selected from the CalVin⁴ database. The calibrators are nearly unresolved by MIDI on the selected baselines ($V \geq 95\%$), and the systematic uncertainty associated with their a priori angular diameter error bars is negligible compared to the typical precision of the MIDI visibilities.

The log of the MIDI observations of ℓ Car and RS Pup is presented in Table 2. The new observations took place on 17 April 2006, and 7–9 November 2006, on the UT1–UT4 baseline. To complete this new data set, we retrieved from the ESO archive the observations of ℓ Car obtained on the night of 8–9 April 2004 on the UT2–UT3 baseline, and we reprocessed them using the EWS package. These observations were originally presented by Kervella et al. (2006), but they were processed at the time using the MIDI Data Reduction Software developed by the Paris Observatory. The present reprocessing is intended to ensure the consistency of the visibilities with the more recent observations. The 2004 observations were obtained with natural

Table 2. Log of the MIDI observations of ℓ Car and RS Pup. ϕ is the phase of the observation for the Cepheids, relative to the maximum light in V (see Sect. 1 for P and T_0 values), B is the projected baseline length, PA is the position angle of the projected baseline (counted East of North = 0°), and AM is the airmass.

#	MJD	ϕ	Target	B (m)	PA ($^\circ$)	AM
A*	53 104.060	0.90	ℓ Car	40.82	48.7	1.27
B*	53 104.076		HD 67582	38.86	58.9	1.20
C*	53 104.090	0.90	ℓ Car	39.18	56.4	1.28
D*	53 104.104		HD 67582	35.85	63.5	1.31
E	53 842.082	0.66	ℓ Car	117.52	74.4	1.30
F	53 842.099		HD 67582	122.80	70.1	1.21
G**	54 045.290	0.90	RS Pup	121.25	31.1	1.29
H	54 046.275	0.92	RS Pup	119.80	27.5	1.36
I	54 046.312		HD 70555	122.87	37.2	1.20
J***	54 046.343	0.41	ℓ Car	130.10	26.5	1.52
K	54 046.372		HD 94510	130.11	20.7	1.57
L	54 047.267	0.95	RS Pup	119.10	25.7	1.40
M	54 047.286		HD 70555	119.62	30.3	1.31
N	54 048.244		HD 70555	114.88	17.3	1.63
O	54 048.270	0.97	RS Pup	119.79	27.5	1.36
P	54 048.347	0.46	ℓ Car	130.03	29.3	1.48
Q	54 048.366		HD 94510	130.10	20.4	1.57

* ℓ Car observations obtained in 2004 (see Sect. 2.3); ** observation #G of RS Pup was not calibrated; *** observation #J of ℓ Car has a low interferometric flux.

seeing, while the 2006 observations employed the MACAO adaptive optics system (Arsenault et al. 2003), that provides an improved stability of the photometry in MIDI.

The mean photospheric angular diameters of ℓ Car and RS Pup are respectively $\theta_{\text{LD}} = 2.992 \pm 0.012$ mas (measured by Kervella et al. 2004a), and $\theta_{\text{LD}} \approx 1.015$ mas (predicted by Moskalik & Gorynya 2005, 2006). Considering the projected baseline lengths and the wavelength of the MIDI observations, the photosphere of ℓ Car is only slightly resolved at $8 \mu\text{m}$ with $V \approx 93\%$ and RS Pup is mostly unresolved, with $V \approx 99\%$. A measured visibility significantly lower than these figures will therefore be characteristic of the presence of additional emission close to the star. The analysis of the MIDI visibilities is presented in Sects. 5.4 and 5.5 respectively for ℓ Car and RS Pup. The presence of a strong ozone atmospheric absorption band over the range $\lambda = 9.3\text{--}10.0 \mu\text{m}$ (Lord 1992) can make the visibilities unreliable in this domain, as the photometric calibration is made more difficult by the lower flux level.

2.4. Fourier analysis technique

In Sects. 3–5 we present the analysis of the spatially resolved emission around ℓ Car and RS Pup as observed by *Spitzer*, VISIR and MIDI. The spatial scale sampled by these three instruments covers a broad range from arcminutes with *Spitzer* to arcseconds with VISIR and milliarcseconds with MIDI. This coverage allows us to probe the different scales of the infrared emission around the two Cepheids, both angularly and spectrally.

In the present work, we search for spatially extended emission in the *Spitzer* and VISIR images using a Fourier based technique, similar in its principle to the calibration technique used for interferometry. For this purpose, we divide the Fourier

³ <http://www.strw.leidenuniv.nl/~nevec/MIDI/index.html>

⁴ <http://www.eso.org/observing/etc/>

transform modulus of the image of the Cepheid (I_{Cepheid}) by that of the calibrator image ($I_{\text{Calibrator}}$):

$$\Psi(\nu_x, \nu_y) = \left| \frac{\text{FFT}[I_{\text{Cepheid}}(x, y)]}{\text{FFT}[I_{\text{Calibrator}}(x, y)]} \right| \quad (1)$$

where (x, y) and (ν_x, ν_y) are conjugate Fourier variables (sky coordinates and angular spatial frequencies for instance). This Fourier technique has three major advantages over direct image analysis techniques (e.g. PSF subtraction). Firstly, it is similar in its principle to a deconvolution of the image, but the absence of an inverse Fourier transform step after the division in Eq. (1) avoids the appearance of uncontrolled phase noise. Secondly, the background noise is rejected more efficiently, as it is well separated from the image itself by its spatial frequency spectrum. It is therefore more sensitive than direct image analysis techniques. Thirdly, interferometric observations provide measurements of the Fourier transform of the intensity distribution of the observed object. The Fourier analysis applied to images allows us to analyze them within exactly the same framework as interferometric observations. The derived CSE properties (angular size, flux contribution) are therefore strictly comparable, which is particularly interesting for the present multi-instrument study.

We compute the ring median of Ψ (i.e. median for a given spatial frequency radius ν over all azimuth directions in the Fourier space) to increase the SNR. This operation provides us with a quantity $\Psi(\nu)$ that is mathematically equivalent to the squared visibility of interferometric fringes. In the present Fourier-based analysis, we will always consider ring median properties in order to obtain the global properties of the CSEs. The zero frequency, corresponding to the average ratio of the Cepheid and calibrator images, is normalized to unity in all cases. Our estimation of the error bars on Ψ takes into account both calibration and statistical uncertainties. The calibration uncertainties are derived from the relative dispersion of the PSF calibrator's Fourier modulus over the night. The statistical uncertainty is taken as the rms dispersion of the calibrated Ψ function over all azimuth directions, for each spatial frequency. Both error sources are added quadratically to get the total uncertainty. Our choice to consider azimuth-averaged Ψ values implies that deviations from central symmetry of the CSEs will be undetectable. However, the error bars associated with the derived Ψ values include the dispersion that may arise from asymmetric flux contributors.

From the Van Cittert-Zernike theorem, the $\Psi(\nu)$ functions are the Fourier transforms of the spatial flux distribution of the CSEs. It is therefore possible to retrieve the CSE intensity distribution from the shape of these curves, by adjusting the Fourier transform of an approximate model of the intensity distribution. We thus define the simple model of a point-like star surrounded by a Gaussian shaped CSE with a $FWHM$ of ρ_λ and a relative flux contribution of

$$\alpha_\lambda = \frac{f_{\text{CSE}}(\lambda)}{f_\star(\lambda)}, \quad (2)$$

where f_{CSE} is the photometric flux from the Gaussian envelope and f_\star the flux from the unresolved component. This model is suitable for the *Spitzer*, VISIR and MIDI UT2–UT3 observations, for which the $FWHM$ of the stellar photosphere is significantly smaller than the diffraction limit λ/D of the instrument (with D the aperture). For the longer baseline UT1–UT4 observations with MIDI, the photospheric extension must be taken into account (see Sect. 5). This type of model was already used

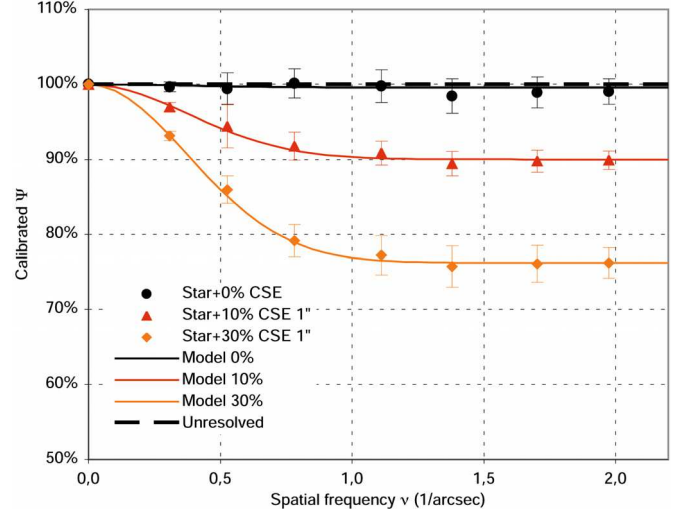


Fig. 1. Ψ function in the PAH1 filter resulting from the Fourier analysis of HD 89682 considered as the scientific target, with HD 98118 and HD 124294 as PSF calibrators. To validate our Fourier analysis method, we artificially introduced two Gaussian CSEs with fluxes of 10 and 30% of the stellar flux and a $FWHM$ of $1''$, as discussed in Sect. 2.4.

by Kervella et al. (2006) and Kervella & Domiciano de Souza (2006). The $\Psi(\nu)$ function of this model is:

$$\Psi(\nu, \rho, \alpha_\lambda) = \frac{1}{1 + \alpha_\lambda} \left[1 + \alpha_\lambda \exp\left(-\frac{(\pi \rho \nu)^2}{4 \ln 2}\right) \right]. \quad (3)$$

2.5. Fourier technique validation

As a validation test for our Fourier analysis technique, we applied it to the VISIR observations of HD 89682 obtained in the PAH1 filter, using it as the scientific target (observations #g and #q in Table 1). We used HD 98118 and HD 124294 as PSF calibrators (observations #i and #s). As shown in Fig. 1 (upper curve), the resulting average Ψ function of HD 89682 is statistically identical to 100%, as expected for an unresolved target. The derived flux contribution for the extended emission is $\alpha = 0.4 \pm 0.5\%$, while the value of ρ is not constrained.

To check the sensitivity of the Fourier technique to the presence of a resolved Gaussian CSE component, we created artificial images using a point-like central source surrounded by an extended Gaussian emission with a fixed $FWHM$ of $1''$ and two values of its flux contribution α relative to the central star: 10% and 30%. These model images were then convolved with the #g and #i images of HD 89682 separately, to obtain realistic images (separately for each observing night) of the model as observed with VISIR. We then processed these synthetic images separately for each night using the Fourier technique. We finally took the average of the Ψ functions of the two nights, that are shown in Fig. 1 (lower two curves). By fitting the Gaussian model presented in Eq. (3), we finally derive the following α and ρ parameters for the star+10% CSE model:

$$\rho(\text{Model 10\%}) = 0.99 \pm 0.12 \text{ arcsec}, \quad (4)$$

$$\alpha(\text{Model 10\%}) = 11.1 \pm 1.0\%, \quad (5)$$

and for the star+30% CSE model:

$$\rho(\text{Model 30\%}) = 1.00 \pm 0.04 \text{ arcsec}, \quad (6)$$

$$\alpha(\text{Model 30\%}) = 31.2 \pm 1.2\%. \quad (7)$$

Table 3. Summary of the results of the analysis of the *Spitzer* images.

Technique	IRAC	MIPS 24 μm	MIPS 70 μm
ℓ Car			
Image	saturated	unresolved	unresolved
Fourier	saturated	unresolved	unresolved
RS Pup			
Image	unresolved	$\rho \approx 26''$ $\alpha \approx 100\%$	$\rho \approx 118''$ (star invisible)
Fourier	unresolved	$\rho = 60 \pm 3''$ $\alpha = 98.6 \pm 1.3\%$	not applicable (star invisible)

The derived relative fluxes and *FWHMs* are in agreement within 1σ with the input model values, thus validating our Fourier-based approach. In the following Section, we detail the application of this analysis approach to the *Spitzer*, VISIR and MIDI instruments, by order of increasing resolution.

3. Spitzer data analysis

In this section, we present several analysis methods applied to the *Spitzer* images of ℓ Car and RS Pup. Table 3 summarizes the results of these different techniques.

3.1. ℓ Car images

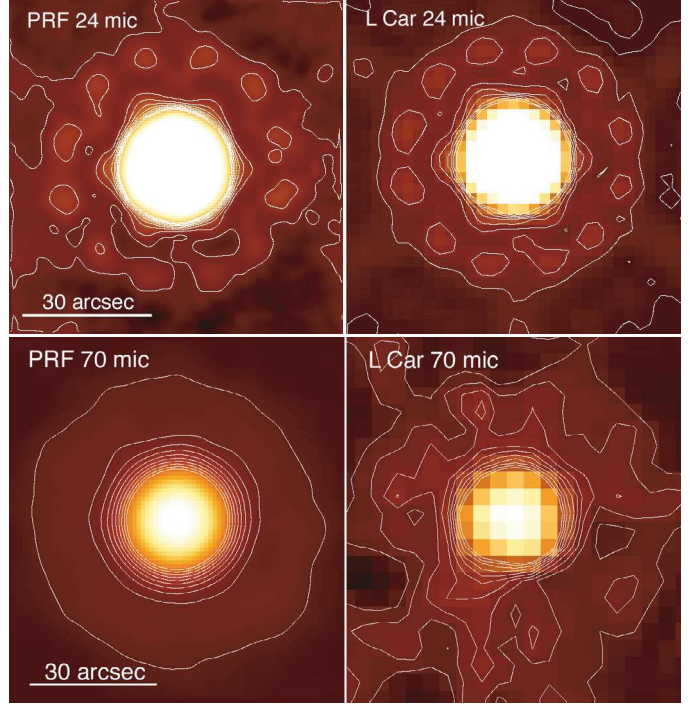
ℓ Car was observed with both the IRAC and MIPS instruments of *Spitzer*, in all the available spectral channels of these instruments: 3.8 to 8.0 μm for IRAC, and 24 to 160 μm for MIPS. The 160 μm observation is not useable, and the IRAC images of ℓ Car are all saturated close to the star position, and therefore are not suitable for small-scale CSE searches. On a larger spatial scale, the IRAC images do not present an obvious extended emission that would indicate the presence of a very extended nebula ($\gtrsim 30''$ from the star).

In order to check for the presence of spatially extended emission from the immediate surroundings of ℓ Car in the MIPS images, we used as references the experimental point response functions (PRFs) provided in the MOPEX calibration package that are elaborated from calibration observations of the Trapezium in Orion. We also checked synthetic PRFs from the *sTinyTim* software package⁵, but they do not provide as clean subtraction residuals as the MOPEX experimental PRFs.

The MIPS images of the PRF reference and ℓ Car at 24 and 70 μm are shown in Fig. 2. The two upper images show the 24 μm oversampled PRF of *Spitzer* (0.6125''/pix) and the image of ℓ Car (2.45''/pix) in this band. The two lower images show the same data for 70 μm (pixel scales of 1 and 4''/pix). The square-root color scale at 24 μm has been chosen to enhance the faint extensions of the PRF, hence it cuts the inner core of the star images. The 70 μm color scale is linear, with contours corresponding to 3 to 30% of the peak level (steps of 3%).

3.2. RS Pup images

RS Pup was observed both with IRAC's sub-array and MIPS (in all channels except at 160 μm). We searched for extended emission in the IRAC images using the Fourier transform technique presented in Sect. 2.4. We used for this purpose a PSF calibrator, BD+68 1022, that was observed on 20 June 2008 specifically

**Fig. 2.** *Spitzer* images of the reference PRF and ℓ Car at 24 and 70 μm .

for the calibration of the instrumental PRF. RS Pup appears unresolved in the four channels of IRAC. From the resolution of the IRAC observations, we can set an upper limit on the extension of the CSE to 5'' in the IRAC bands.

The left part of Fig. 3 shows the circumstellar nebula of RS Pup in the V band, from observations with the NTT/EMMI instrument by Kervella et al. (2008). In this wavelength range, we observe the scattered light from the central star. The middle and right images are the *Spitzer*/MIPS images at 24 and 70 μm . They show the thermal emission from the circumstellar dust (the three images have the same spatial scale and orientation). The nebula appears elongated along a north-east axis both in scattered light and IR emission. Interestingly, RS Pup itself is offset from the brightest part of the nebula, particularly at 70 μm . It also remains invisible at this long wavelength as the image is fully dominated by the thermal emission from the envelope.

3.3. Radial CSE intensity distribution

The average surface brightness at 24 and 70 μm of RS Pup's CSE as a function of the distance from the central star is shown in Fig. 4. The maximum surface brightness of the CSE of RS Pup reaches 0.1 mJy arcsec⁻² at 24 μm (outside the star image) and more than 4 mJy arcsec⁻² at 70 μm . While the CSE is inhomogeneous locally, its overall surface brightness follows closely an exponential law as a function of the angular separation from the star. An ad hoc fit from 20 to 90'' from the star at 24 μm gives:

$$f_{24 \mu\text{m}}(\text{RS Pup CSE}) = 201.6 \exp\left(-\frac{\theta}{18.9}\right) \quad (8)$$

with $f_{24 \mu\text{m}}$ in $\mu\text{Jy/arcsec}^2$ and θ in arcsec. This corresponds to a full width at half maximum of 26'' at 24 μm (but the distribution is not strictly Gaussian). As the wings of the PSF of RS Pup are included in this fit, they tend to create a more peaked light distribution than the nebular emission alone.

⁵ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/archanaly/contributed/stinytim/>

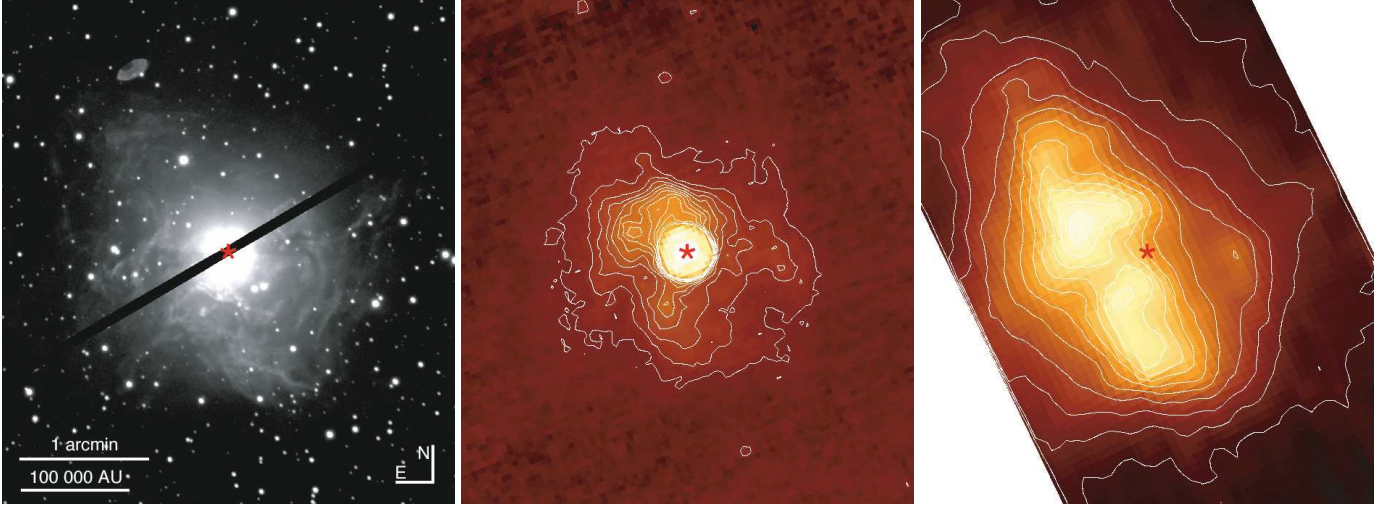


Fig. 3. Images of the nebula surrounding RS Pup in the V band (left, pulsation phase $\phi = 0.877$), at $24\ \mu\text{m}$ (middle) and at $70\ \mu\text{m}$ (right), to the same spatial scale. The images are not corrected for the background emission. The position of the star is marked with the * symbol. The contours are 576 to $705\ \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ (step 5.9) in the $24\ \mu\text{m}$ image, and 627 to $5012\ \mu\text{Jy arcsec}^{-2}$ (step 627) in the $70\ \mu\text{m}$ image. The linear scale is given for a distance of 1992 pc (Kervella et al. 2008).

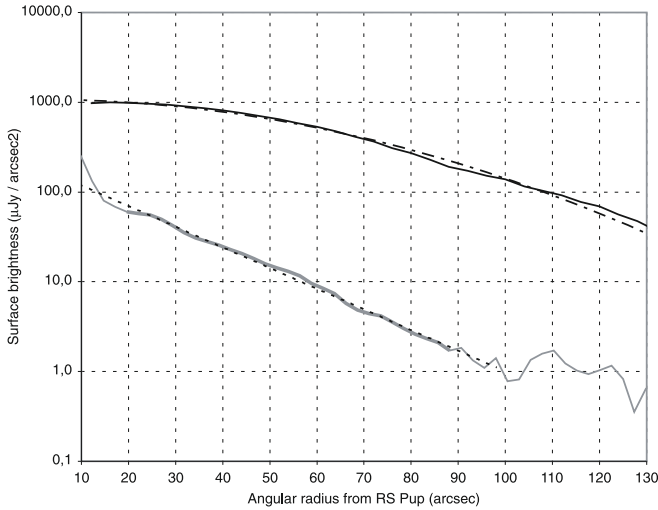


Fig. 4. Surface brightness of the CSE of RS Pup at $70\ \mu\text{m}$ (top, black curve) and $24\ \mu\text{m}$ (bottom, grey curve) as a function of the angular radius to the star. The result of an exponential fit to the $24\ \mu\text{m}$ curve between 20 and 90 arcsec is shown as a dotted line. The dot-dashed line is a Gaussian fit to the $70\ \mu\text{m}$ profile (see text for details).

The distribution of flux in the nebula at $70\ \mu\text{m}$ does not show this effect, as the stellar PSF is negligible compared to the envelope emission. It closely follows a Gaussian law of the form:

$$f_{70\ \mu\text{m}}(\text{RS Pup CSE}) = 1081 \exp\left[-\left(\frac{\theta}{49.6}\right)^2\right] \quad (9)$$

with $f_{70\ \mu\text{m}}$ in $\mu\text{Jy/arcsec}^2$ and θ in arcsec. This corresponds to a full width at half maximum of $118''$.

3.4. Fourier analysis

An alternative method to analyse the IRAC and MIPS images is through a Fourier analysis, using the model defined in Sect. 2.4. For the calibration of the Ψ function of the RS Pup images obtained with IRAC, we used the archive images of BD+68 1022

that was observed on 20 June 2008 specifically for the calibration of the instrumental PRF. The resulting Ψ functions for the four IRAC channel images show that RS Pup appears unresolved. We cannot apply the Fourier analysis technique to the ℓ Car images as they are saturated close to the star.

We analyzed the MIPS images using the theoretical PRF reference presented in Fig. 2. The result of the Ψ function calibration is presented in Fig. 5. ℓ Car appears unresolved in the MIPS images at 24 and $70\ \mu\text{m}$, with a Ψ function close to 100% at all spatial frequencies. As expected from the visual aspect of RS Pup in the $24\ \mu\text{m}$ MIPS band (Fig. 3), the Ψ function shows a steep decline around a spatial frequency of $\nu = 0.015\ \text{arcsec}^{-1}$. This frequency corresponds to the typical $\approx 1'$ angular radius of the nebula, as shown in Fig. 3. In this case, the adjustment of our Gaussian CSE model using a classical χ^2 minimization gives:

$$\rho_{24\ \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 60 \pm 3\ \text{arcsec}, \quad (10)$$

$$\alpha_{24\ \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 98.6 \pm 1.3\%. \quad (11)$$

We here retrieve a larger *FWHM* than from the direct exponential model-fitting to the image shown in Fig. 4. This is due to the fact that the Fourier technique cleanly separates the unresolved stellar emission, including the wings of the stellar PSF, and the resolved nebular emission.

The analysis of the $70\ \mu\text{m}$ MIPS image of the nebula is better done directly on the images using a simple Gaussian fit (as done in Sect. 3.3), because the star is invisible and the nebula is well-resolved in the image.

3.5. Aperture photometry

We explored two routes to obtain the photometry of ℓ Car and RS Pup from *Spitzer* images: using the APEX single-frame tool included in MOPEX to obtain PRF-fitting fluxes, and from classical aperture photometry using self-developed routines. The results of the two approaches are in excellent agreement for ℓ Car, but it appeared that due to the presence of the irregularly shaped CSE around RS Pup in the MIPS images, the PRF-fitting was not robust on this star. For this reason, we adopted the aperture photometry technique for both stars at MIPS wavelengths. For IRAC

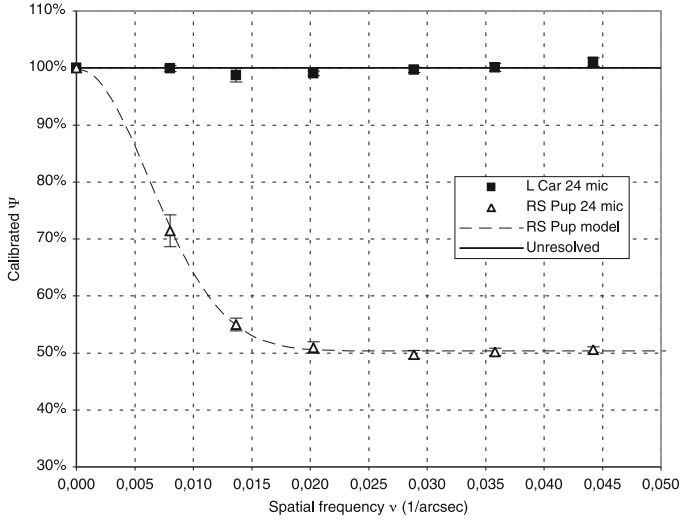


Fig. 5. Calibrated Ψ function of the MIPS images of ℓ Car and RS Pup.

images, we adopted a slightly different measurement technique for ℓ Car and RS Pup due to the saturation of the core of ℓ Car's images (discussed below). The PRF-fitting method is in any case not recommended by the *Spitzer* Science Center for IRAC images. The systematic uncertainty in the conversion of the IRAC instrumental fluxes to absolutely calibrated units is estimated by Reach et al. (2005) to be less than 3% (value retained here). The same values for MIPS fluxes are found by Engelbracht et al. (2007) to be 4% at $24\ \mu\text{m}$, and by Gordon et al. (2007) to be 5% at $70\ \mu\text{m}$. As we observe bright stars, we neglect the statistical uncertainties on our photometry and adopt these values as the total uncertainties of our measurements. The measured flux densities on the two stars are summarized in Table 5, while the details of the photometry are given in the following two paragraphs.

3.5.1. IRAC

Due to the heavy saturation of the core of the IRAC images of ℓ Car, we chose to compare the fluxes of the theoretical extended PRF reference⁶ and ℓ Car over an unsaturated ring between angular distances of 10 and 20 pixels ($1.22''/\text{pixel}$) from the star. This angular separation range allows us to stay in the linear part of the detector's sensitivity curve: we have a sufficient SNR for the measurement, but avoid a bias from the saturated core. For an example of core-saturated images obtained with IRAC, the reader is referred to Marengo et al. (2006). We corrected the 10–20 pixel flux of ℓ Car for the sky background using an annulus of 20–30 pixels, in the four IRAC channels. We measured the relevant aperture corrections γ on the extended PRF image for this specific combination, according to the IRAC Data Handbook version 3.0⁷. We then obtained the total flux of the star from a multiplication by γ .

For RS Pup, the photometric analysis is easier than at longer wavelengths as the star appears unresolved (Sect. 3.2), and we obtained classical aperture photometry. Due to the small field of view, we used a small aperture of 5 pixels, and a background annulus between 5 and 10 pixels. The aperture corrections listed by the SSC for these apertures are 1.061, 1.064, 1.067 and 1.089 respectively for the 3.8, 4.5, 5.8 and $8.0\ \mu\text{m}$ channels.

Table 4. Summary of the results of the analysis of the VISIR images.

Technique	PAH1	PAH2	SiC
ℓ Car			
Image	resolved	resolved	unresolved
PSF sub.	no residual	no residual	unresolved
Fourier	$\rho = 0.75 \pm 0.15''$ $\alpha = 4.0 \pm 1.0\%$	$\rho = 1.17 \pm 0.18''$ $\alpha = 10.6 \pm 1.2\%$	unresolved
RS Pup			
Image	resolved	resolved	too faint
PSF sub.	faint residual	residual $\approx 10\%$	too faint
Fourier	$\rho = 0.8^{+0.8}_{-0.5}\ \text{arcsec}$ $\alpha = 2.3 \pm 1.2\%$	$\rho = 1.04 \pm 0.21''$ $\alpha = 23.5 \pm 2.0\%$	too faint

3.5.2. MIPS

The aperture photometry of ℓ Car is simplified by the fact that it appears as a bright (but unsaturated) isolated point source within a relatively large field void of other bright sources. Taking advantage of this configuration, we obtained the aperture photometry of ℓ Car at $24\ \mu\text{m}$ in a classical way, using a $35''$ aperture radius, and a sky background annulus of $40\text{--}50''$. This configuration corresponds to an aperture correction of 1.082 according to the SSC⁸. For the $70\ \mu\text{m}$ image, we used a $30''$ aperture, with a sky annulus of $40\text{--}60''$, for an aperture correction of 1.295.

The CSE of RS Pup has a significant extended contribution at $24\ \mu\text{m}$ and it fully dominates the $70\ \mu\text{m}$ *Spitzer* image. The goal of the present work being to establish the total infrared excess of the star, the circumstellar and photospheric emissions are considered together in the photometry. For this reason, we used a large photometric aperture of $3.0'$ in radius at $24\ \mu\text{m}$ to include the full CSE emission. At $70\ \mu\text{m}$, a difficulty is that the nebula appears larger than the field of view of the MIPS mosaic along its narrower direction, as shown in Fig. 3. As a consequence, there is a slight truncation of the CSE faint extensions. For this reason we chose to integrate the average Gaussian profile given in Eq. (9) from zero to infinite radius to derive the total nebular flux density, and obtain $f_{70\ \mu\text{m}}(\text{RS Pup CSE}) = 16.9\ \text{Jy}$.

We can estimate the compact emission at $24\ \mu\text{m}$ by extrapolating the flux over a small aperture that includes essentially the star and little of the extended nebula. Using an aperture of $13''$ and an aperture correction of 1.167, we obtain a flux of $0.39\ \text{Jy}$ for the core of RS Pup, or about half of the total flux of the star and its CSE. An analysis of the radial flux distribution in the nebula is presented in Sect. 3.4.

4. VISIR data analysis

In this section, we present several analysis methods applied to the VISIR observations of ℓ Car and RS Pup. Table 4 summarizes the corresponding results.

4.1. Cepheid and calibrator images

The VISIR images of ℓ Car in the PAH1, PAH2 and SiC filters are shown in Figs. 6 and 7, together with their median radial profiles. These $I(\theta)$ profiles were obtained by computing the median of the pixels located within an annulus with internal radius θ and external radius $\theta + 1\ \text{pixel}$ (resampled scale of $19\ \text{mas/pixel}$).

The images of RS Pup in the PAH1 and PAH2 bands are presented in Fig. 8. The observation #n (Table 1) of RS Pup in the

⁶ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/psf.html>

⁷ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/irac/dh/>

⁸ <http://ssc.spitzer.caltech.edu/mips/apercorr/>

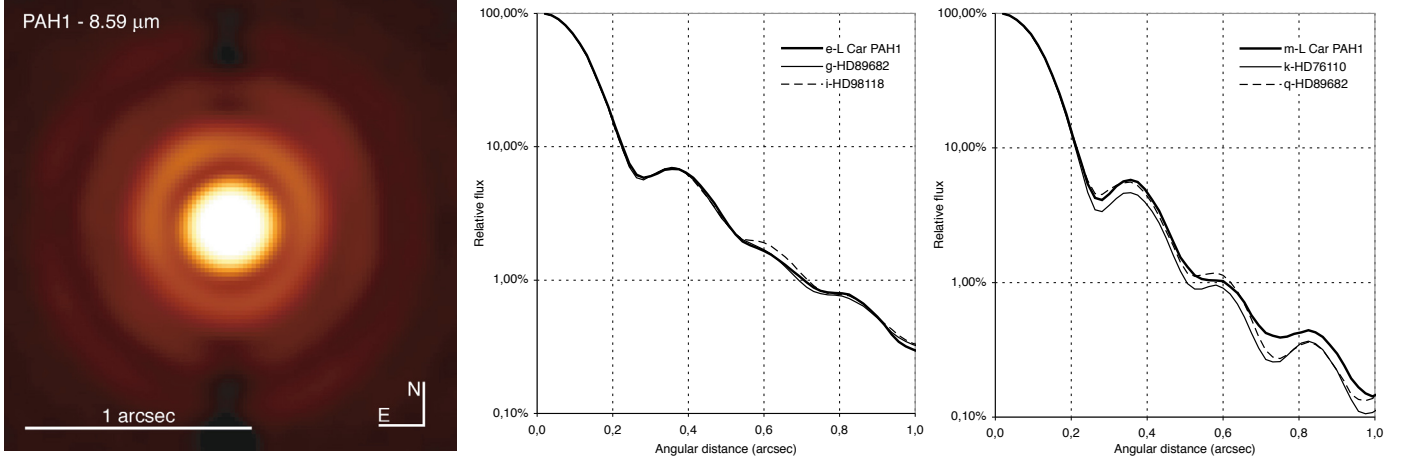


Fig. 6. VISIR #i image of ℓ Car in the PAH1 filter (left) and median radial profiles (normalized to unity at maximum) for the two observations #i and #m (see Table 1), with the associated PSF references.

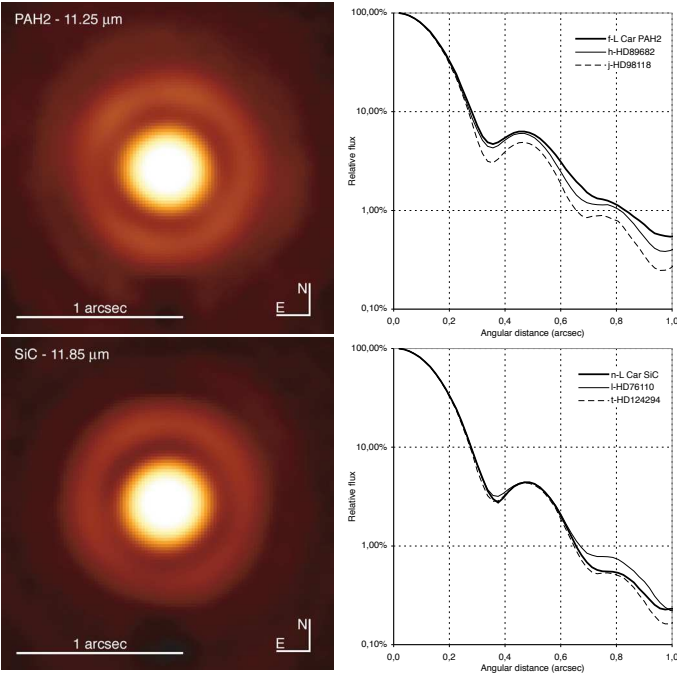


Fig. 7. VISIR #f and #n images of ℓ Car in the PAH2 and SiC filters (normalized to unity at maximum) and the corresponding median radial profiles (with the PSF calibrators).

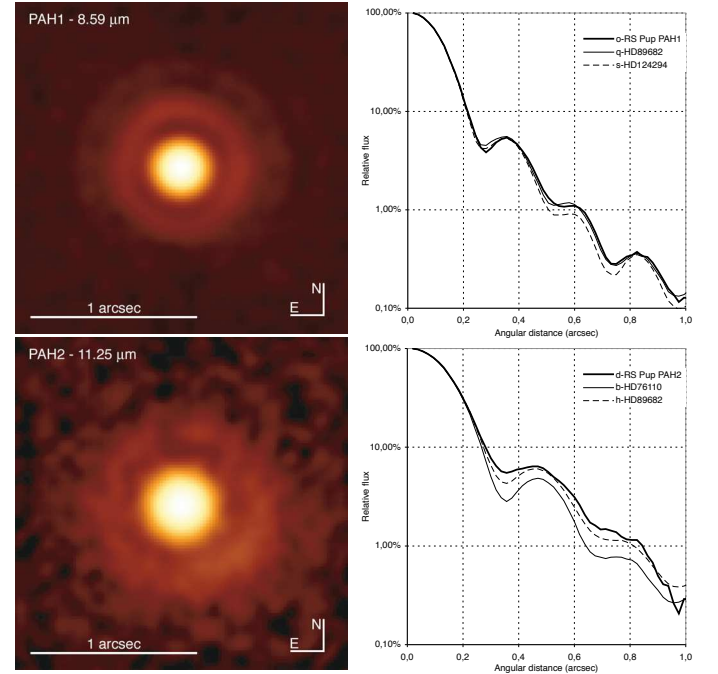


Fig. 8. VISIR image #o and #d of RS Pup in the PAH1 and PAH2 filters (left) and the corresponding median radial profiles compared to the PSF calibrators.

SiC filter did not give a satisfactory image due to the limited sensitivity of the instrument in this band.

4.2. PSF subtracted images

The RS Pup image in the PAH2 band shows some asymmetry. An additional emission appears in the south-western quadrant relative to the star. In order to remove the contribution from the star itself, we subtracted the average image of the PSF calibrators, scaled using a classical χ^2 minimization of the residuals. The resulting image is shown in Fig. 9 (right). This emission is also apparent in the original image (Fig. 8), specifically as an asymmetry of the first Airy ring that appears brighter in its south-western section. The integrated flux density of this additional component is $2.8 \times 10^{-15} \text{ W/m}^2/\mu\text{m}$, or $\approx 10\%$ of the total emission of RS Pup in this band. Its position is $0.4''$ from the

star, along an azimuth of 220° and its *FWHM* angular extension is approximately $0.5''$.

Although it appears slightly more extended than a point source (for which the *FWHM* would be $0.3''$), it is not excluded that this additional component is stellar in nature. Its position on the first Airy ring of RS Pup could have distorted its shape. However, it is more likely a particularly dense clump of dust in the close-in CSE of RS Pup. Interestingly, its position places it almost aligned with the major axis of the nebula at $70 \mu\text{m}$ as shown in Fig. 3.

The PSF-subtracted PAH1 image (Fig. 9, left) also shows a small extended emission in the same quadrant as in PAH2, but its detection is more uncertain. A compact flux contributor is also present to the East of RS Pup, but its detection is very uncertain due to the high PSF residual noise level so close to the star.

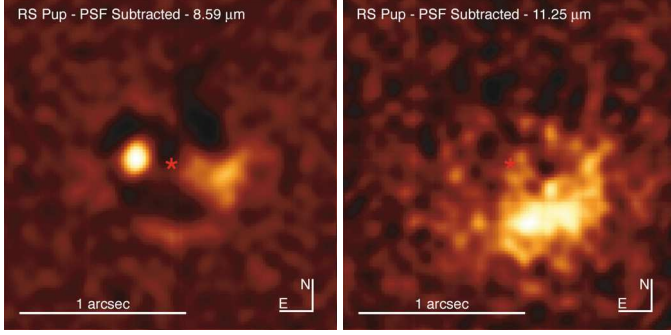


Fig. 9. PSF subtracted VISIR images of RS Pup in the PAH1 (*left*) and PAH2 (*right*) bands. The position of the star is marked with “★”.

We applied the same processing to the images of ℓ Car, but they do not reveal any significant subtraction residual.

4.3. Fourier analysis

We search here for extended emission in the VISIR images using the same Fourier transform technique as for the *Spitzer* data. A spatially extended emission appears as a deficit in the Ψ function, starting at the spatial frequency corresponding to the angular scale of the emission. As for *Spitzer*, we consider here ring median values of $\Psi(\nu)$ over all azimuth directions. It is important to note that the derived α contributions correspond to the extended emission contained within the full field of view of the VISIR images ($3.2'' \times 3.2''$) and extrapolated outside this field as a Gaussian. In the PAH1 band (Fig. 10, left), ℓ Car and RS Pup present a similar level of resolution, with:

$$\rho_{8.59 \mu\text{m}}(\ell \text{ Car}) = 0.75 \pm 0.15 \text{ arcsec}, \quad (12)$$

$$\alpha_{8.59 \mu\text{m}}(\ell \text{ Car}) = 4.0 \pm 1.0\%, \quad (13)$$

$$\rho_{8.59 \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 0.8_{-0.5}^{+0.8} \text{ arcsec}, \quad (14)$$

$$\alpha_{8.59 \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 2.3 \pm 1.2\%. \quad (15)$$

In the PAH2 band (Fig. 10, right), the Ψ functions also show that the two stars present a spatially resolved flux contributor. The best-fit parameters for ℓ Car are:

$$\rho_{11.25 \mu\text{m}}(\ell \text{ Car}) = 1.17 \pm 0.18 \text{ arcsec}, \quad (16)$$

$$\alpha_{11.25 \mu\text{m}}(\ell \text{ Car}) = 10.6 \pm 1.2\%, \quad (17)$$

The Ψ function of RS Pup in the PAH2 filter shows a “bump” for spatial frequencies around $0.5''$. This behavior could be due to the compact emission present in the field of view of VISIR (Sect. 4.2). The Gaussian model fitting gives the following properties for RS Pup:

$$\rho_{11.25 \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 1.04 \pm 0.21 \text{ arcsec}, \quad (18)$$

$$\alpha_{11.25 \mu\text{m}}(\text{RS Pup}) = 23.5 \pm 2.0\%. \quad (19)$$

The SiC image of ℓ Car does not show a resolved component. The broad filter bandpass (40%) degrades the contrast of the Airy diffraction pattern, as different wavelengths corresponding to different spatial resolutions are superimposed. As the detected CSE in PAH1 and PAH2 is compact, this likely prevents its detection.

4.4. Aperture photometry

We derive here the photometric flux density of ℓ Car and RS Pup in the VISIR filters through classical aperture photometry. In order to absolutely calibrate the flux density, we used as references the spectrophotometric templates from Cohen et al. (1999). The irradiance of the calibrators was read from the templates taking into account the transmission curve of each filter⁹. The integrated fluxes are affected by differential atmospheric absorption due to the different airmass of each observation (listed in Table 1). To take this effect into account, we used the empirical formula by Schütz & Sterzik (2005), that gives the multiplicative correction $C(\lambda, \text{AM})$ to apply to the raw flux to calibrate the atmospheric absorption:

$$C(\lambda, \text{AM}) = 1 + \left[0.220 - \frac{0.104}{3} (\lambda - 8.6 \mu\text{m}) \right] (\text{AM} - 1). \quad (20)$$

As we used the same apertures for the photometry of the Cepheids and the flux calibrators, no aperture correction is required.

The measured flux densities on ℓ Car and RS Pup in the VISIR filters are summarized in Table 5. The angular radius of the effective aperture over which the VISIR photometry was obtained is $1.31''$ in all filters. The associated uncertainties include the statistical dispersion of the aperture photometry, the dispersion of the calibrator flux densities over the night, and the absolute calibration uncertainty ($\approx 1.8\%$ for our calibrators) as listed by Cohen et al. (1999).

5. MIDI data analysis

5.1. Differential visibilities

The absolute calibration of the MIDI visibilities has a typical accuracy of 10–15% in the HIGH_SENS mode. The SCI_PHOT mode allows for a better accuracy, but is only available for very bright objects. As our two Cepheids are relatively faint stars for MIDI standards, the HIGH_SENS mode was the only available choice. Its large calibration uncertainty would completely mask the small contributions of the CSE in the absolute visibility spectrum. However, the *shape* of the spectrum is known with a much better accuracy, and the relative values of the visibility between different wavelengths are accurate to a few percent (Chesneau 2007). In the following, we therefore adopt a differential approach for the interpretation of the MIDI visibilities. We define the differential visibility as:

$$\Delta V(\lambda, B) = \frac{V(\lambda, B)}{V(8 \mu\text{m}, B)} - 1 \quad (21)$$

with B the projected baseline of the measurement, and λ the wavelength. By definition, $\Delta V(8 \mu\text{m}, B) = 0$. In practice, we estimated the value of $V(8 \mu\text{m}, B)$ from a linear fit to the whole visibility spectrum. To estimate the uncertainties, we considered the standard deviation of the residuals of this fit to ΔV , uniform with wavelength. This differential visibility approach gives us a very much improved sensitivity to color-dependent variations of the CSE properties. However, it comes with a price, as the signature of any achromatic component is obliterated (Sect. 5.3). In the following, we compare the resolved flux component measured with VISIR in the PAH1 and PAH2 bands to the MIDI differential visibilities, taking into account the expected differential

⁹ <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/visir/>

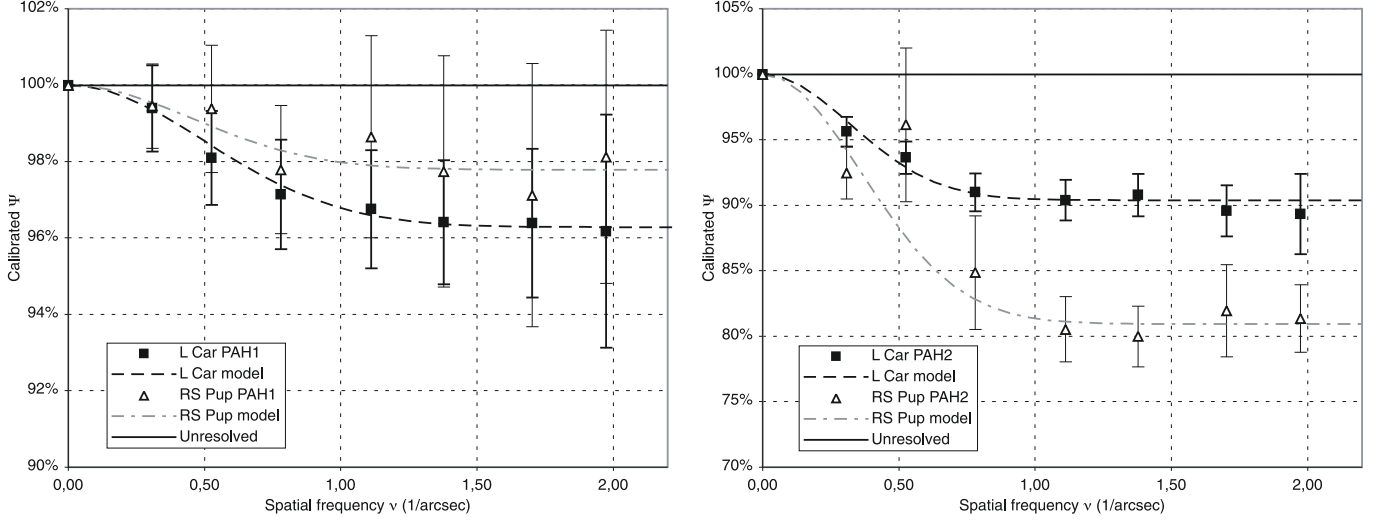


Fig. 10. Fit of a Gaussian CSE + unresolved point source model to the Ψ functions of ℓ Car and RS Pup in the VISIR PAH1 ($\lambda = 8.59 \mu\text{m}$, left) and PAH2 ($\lambda = 11.25 \mu\text{m}$, right) bands.

visibility contribution from the stellar photosphere, as discussed in the next paragraph.

5.2. Visibility model

The MIDI differential visibility measurements $\Delta V(\lambda)$ characterize physically the ratio of the spatially correlated flux $f_{\text{corr}}(\lambda, B)$ (measured from the contrast of the interference fringes) to the total flux $f_{\text{tot}}(\lambda)$, at the spatial frequency λ/B sampled by the interferometer, relative to this ratio at $8 \mu\text{m}$. The total flux considered here is the flux enclosed within the aperture stop of the instrument. For MIDI, this aperture has an angular radius of approximately 0.4 arcsec (see also Sect. 5.6). Within this aperture, the flux from the resolved component of the CSE around the Cepheids contributes to increase f_{tot} up to the edge of the aperture stop, even beyond the core of the point spread function (PSF) of the telescopes. This is different for instance from fibered interferometric beam combiners (e.g. VINCI; Kervella et al. 2004b), whose field of view closely matches the PSF.

The goal of this analysis is to search for a compact component in the CSE, in addition to the extended component resolved with VISIR. Our approach is the following: we present hereafter a model of the known differential visibility contributors, and compare its prediction with the observed values. In this process, we will initially suppose that the CSE flux density at $8 \mu\text{m}$ is negligible, i.e. $\alpha(8 \mu\text{m}) = 0$. This hypothesis is reasonable in view of the small photometric infrared excess measured at this wavelength with *Spitzer* (Sect. 3.5).

The known contributors to the visibility measured with MIDI are the stellar photosphere visibility $V_{\star}(\lambda, B)$, and the contribution from the extended CSE resolved with VISIR $V_L(\lambda, B)$. As this last component is already resolved spatially by a single telescope, it is also fully resolved by the interferometer, and its visibility $V_L(\lambda, B) = 0$. In other words, the CSE detected with VISIR contributes only spatially incoherent flux to the MIDI observations. These two contributors create a visibility dependence of the form:

$$V_{\text{model}}(\lambda, B) = \frac{\text{Coherent flux density}}{\text{Total flux density}} = \frac{f_{\star}(\lambda) V_{\star}(\lambda, B)}{f_{\star}(\lambda) + f_L(\lambda)} \quad (22)$$

where $f_{\star}(\lambda)$ is the stellar flux density, $V_{\star}(\lambda, B)$ the visibility of the photosphere, and $f_L(\lambda)$ the flux density of the large CSE component. This can be rewritten as:

$$V_{\text{model}}(\lambda, B) = \frac{V_{\star}(\lambda, B)}{1 + \alpha(\lambda)} \quad (23)$$

where $\alpha(\lambda) = f_L(\lambda)/f_{\star}(\lambda)$ is the relative contribution of the large component. This parameter was directly measured from the VISIR observations in the PAH1 and PAH2 filters (Sect. 4). As we assume that $\alpha(8 \mu\text{m}) = 0$, this gives us the differential visibility expression:

$$\Delta V_{\text{model}}(\lambda, B) = \frac{\Delta V_{\star}(\lambda, B) - \alpha(\lambda)}{1 + \alpha(\lambda)}. \quad (24)$$

In the next paragraphs of this Section, we compare the measured value of $\Delta V_{\text{obs}}(\lambda, B)$ in the PAH1 and PAH2 bands to the predicted $\Delta V_{\text{model}}(\lambda, B)$, for the two stars.

5.3. Sensitivity domain

Now let us discuss the sensitivity of our approach for the detection of a compact CSE component, within the angular dimension and photometric contribution parameter space. We now consider, in addition to the large CSE component discussed previously, a compact CSE contributing a fraction $\beta(\lambda)$ of the stellar flux density, with a non-zero visibility $V_C(\lambda, B)$. This additional component represents the perturbing signal that we seek in our MIDI observations, once the extended VISIR CSE has been taken into account. As this new component adds a partially coherent flux contribution, its presence will modify Eq. (23) towards:

$$V_{\text{model}}(\lambda, B) = \frac{V_{\star}(\lambda, B) + \beta(\lambda) V_C(\lambda, B)}{1 + \alpha(\lambda) + \beta(\lambda)}, \quad (25)$$

where $\beta(\lambda) V_C(\lambda, B)$ is the coherent part of the total flux density of the compact CSE, and $\beta(\lambda)$ its total flux density. The sensitivity of our study to the presence of a compact CSE can be divided in two domains, depending on its typical angular size ρ_C :

- $\rho_C < \lambda/B$: the compact component visibility $V_C(\lambda, B)$ will be significantly different from zero. In this case, the MIDI differential visibility measurement will show the presence

of the compact CSE as an additional slope (to first order) on the differential visibility spectrum compared to the model expected from the VISIR extended CSE alone. However, if the coherent flux contribution $\beta(\lambda)V_C(\lambda, B)$ is uniform with wavelength, this signature will disappear in the computation of the differential quantity through Eq. (21).

- $\lambda/B < \rho_C < \lambda/D$: in this case its interferometric visibility is negligible, and it will remain undetectable in the differential visibility spectrum (no effect on the differential visibility ΔV_{model} computed from Eq. (25)).

The angular resolution λ/B of the interferometer in the N band is typically ≈ 55 mas on the 40 m UT2–UT3 baseline, and ≈ 17 mas on the 130 m UT1–UT4 baseline, while the resolution of a single Unit Telescope is $\lambda/D \approx 500$ mas.

It thus appears that the differential visibility technique is sensitive only to a restricted kind of compact CSE. We can only detect the *color excess* of the *partially resolved part* of a compact CSE component. This color excess is measured over the N band, relative to $\lambda = 8 \mu\text{m}$. We are not sensitive to its absolute flux level. The contribution from the envelope resolved with VISIR is taken into account for this comparison. Within these limitations, and as shown in the following numbers, our sensitivity expressed as a fraction of the stellar photosphere flux is between 1.6 and 7.5%.

5.4. ℓ Car differential visibility spectrum

We observed ℓ Car with MIDI on the UT2–UT3 baseline ($B = 40.0$ m) in 2004 (#A and #C, Table 2), and on the UT1–UT4 baseline in 2006 (#E and #P). Observation #J was rejected due to its very low interferometric flux. The average projected baseline length of the two UT1–UT4 observations is $B = 123.8$ m.

The differential visibility spectra are presented in Fig. 11. The MIDI average spectra for 2004 and 2006 are shown as thick black curves, with the original error bars on the absolute visibilities produced by the EWS software. The thin rising curve represents the expected differential visibility of the photosphere of the star without CSE. The open squares show the expected differential visibility in PAH1 and PAH2 of the stellar photosphere plus the extended component resolved with VISIR (as defined in Sect. 5.2). The width of the PAH1 and PAH2 filters bandpass are shown as horizontal error bars. In the upper plot of Fig. 11, the contribution of the CSE to the decrease of the differential visibility is indicated for the PAH2 band. The thick grey curve is a linear fit to the MIDI visibility spectrum, scaled so that it equals zero for $\lambda = 8 \mu\text{m}$. The thin dashed curves represent the rms dispersion domain of the differential visibilities around the linear fit model, that equal 1.6% and 2.6% respectively for the UT1–UT4 and UT2–UT3 baselines.

The differential visibility of the photosphere $\Delta V_\star(\lambda, B)$ was computed from the expected limb darkened angular diameter of the star. For the 2004 epoch, ℓ Car was at its minimum diameter phase ($\phi = 0.90$), for which Kervella et al. (2004a) find a photospheric angular diameter of $\theta_{\text{LD}} = 2.69$ mas. The 2006 epochs correspond to phases of $\phi = 0.66$ and $\phi = 0.46$. The average angular diameter of ℓ Car for these two phases is $\theta_{\text{LD}} = 3.09$ mas. We can consider these two observations together, as the variation of the photospheric angular diameter of the star between the two phases is only $\delta\theta_{\text{LD}} = \pm 0.10$ mas. This corresponds on the 130 m UT1–UT4 baseline to a change in visibility of 1.7% at $8.0 \mu\text{m}$, below the typical uncertainty on the MIDI differential visibilities.

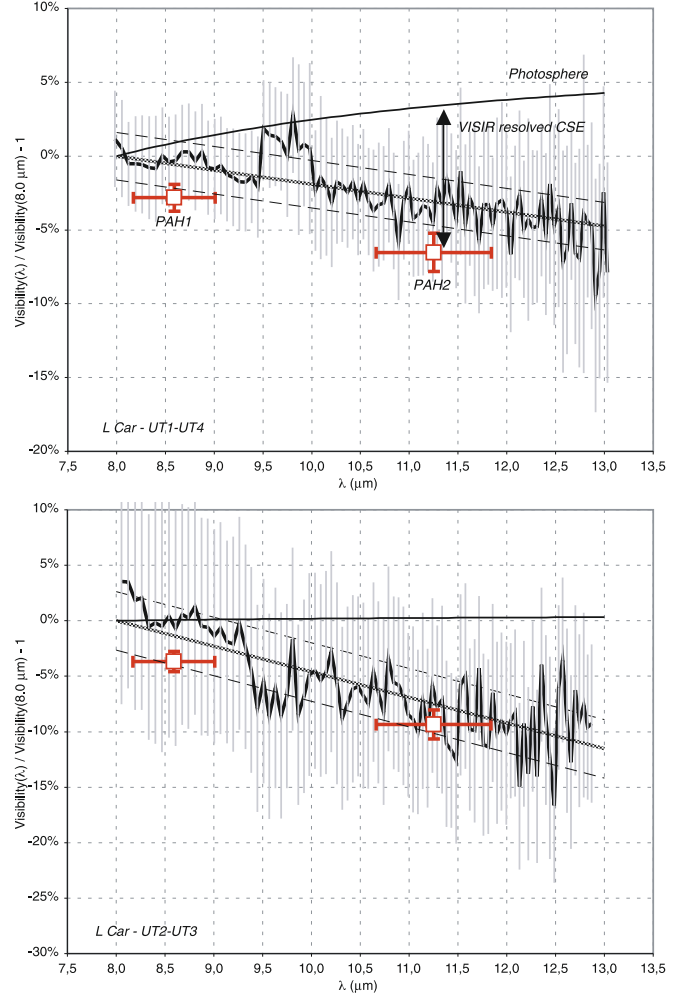


Fig. 11. Differential visibility of ℓ Car on the UT1–UT4 (top) and UT2–UT3 (bottom) baselines. The details of the different curves are discussed in Sect. 5.4.

The UT2–UT3 differential visibility spectrum obtained with the present reduction differs in slope from the V^2 curve presented in Fig. 6 of Kervella et al. (2006). The reason for this difference is likely to be the different definition of the detector masks used to extract the source spectrum and estimate the background. This step is critical for the correct analysis of the MIDI data, and the computation method of the EWS software used for the present work (mask adapted to the observed object) appears more robust than that of the Paris Observatory package (fixed mask position on the detector). But although the spectrum slopes are different, the two calibrated visibility spectra agree well within their statistical uncertainties. From an integration of the measured $\Delta V(\lambda, B)$, weighted by the PAH1 and PAH2 filter transmissions, we derive for the UT1–UT4 baseline:

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH1}) = -0.2 \pm 1.6\%, \quad (26)$$

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH2}) = -3.3 \pm 1.6\%, \quad (27)$$

and we compute model values of:

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH1}) = -2.8 \pm 0.9\%, \quad (28)$$

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH2}) = -6.5 \pm 1.3\%. \quad (29)$$

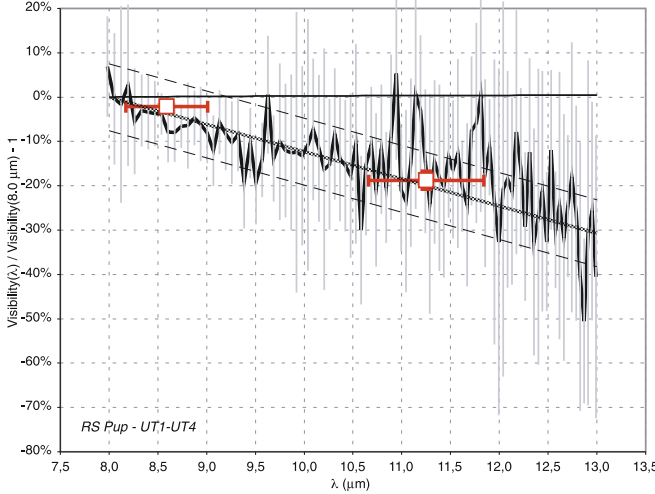


Fig. 12. Differential visibility of RS Pup on the UT1–UT4 baseline. The symbols are the same as in Fig. 11, but the vertical scale is different.

Similarly, on the UT2–UT3 baseline, we measure:

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH1}) = +0.1 \pm 2.6\%, \quad (30)$$

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH2}) = -8.6 \pm 2.6\%. \quad (31)$$

and we obtain model values of:

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH1}) = -3.7 \pm 0.9\%, \quad (32)$$

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH2}) = -9.4 \pm 1.3\%. \quad (33)$$

As shown in Fig. 11 and the comparison of the ΔV_{obs} and ΔV_{model} values above, the model differential visibilities ΔV_{model} are smaller than the observed ΔV_{obs} by $\approx 3 \pm 1.5\%$ in PAH1 and PAH2. This indicates that the relative CSE flux contribution at $8.0 \mu\text{m}$ is probably of this order, as the effect of the presence of extended emission at this wavelength is a global negative shift of the ΔV_{obs} curve relative to the photospheric visibility. This good agreement between the observed and model differential visibilities imply that the deficit observed between the expected photospheric visibility and the measured MIDI visibility is caused by the CSE component resolved with VISIR alone. We thus do not find a significant additional compact component.

5.5. RS Pup differential visibility spectrum

The differential visibility spectrum of RS Pup is shown in Fig. 12. This curve is the average of the three observations of the star labeled #H, #L and #O in Table 2, obtained between phases $\phi = 0.92$ and $\phi = 0.97$. The variation in projected baseline length is negligible between the three observations. As observed for ℓ Car, the visibility decreases significantly from 8 to $13 \mu\text{m}$, and the residual dispersion of the differential visibilities around the linear fit shown in Fig. 12 as a thick grey line is 7.5%. The measured differential visibilities are well reproduced by our single-component extended emission model, and we obtain:

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH1}) = -5.6 \pm 7.5\%, \quad (34)$$

$$\Delta V_{\text{obs}}(\text{PAH2}) = -14.2 \pm 7.5\%, \quad (35)$$

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH1}) = -2.1 \pm 1.2\%, \quad (36)$$

$$\Delta V_{\text{model}}(\text{PAH2}) = -18.7 \pm 2.0\%. \quad (37)$$

The observed and modeled values are in agreement well within 1σ . As for ℓ Car, we thus do not need to invoke a compact CSE component in addition to the VISIR resolved flux to explain the measured differential visibilities. Moreover, we do not detect a significant extended emission at $8.0 \mu\text{m}$ at a level of 7% of the stellar flux, as we do not detect a global negative shift of the model visibilities as in the case of ℓ Car.

5.6. N band spectroscopy

The data acquisition of MIDI requires the observation of a visibility calibrator that is usually chosen to be also a photometric standard. The absolutely calibrated spectrum of the target can be obtained by dividing its average MIDI spectrum by that of its calibrator, and then multiplying the result by the absolutely calibrated template spectrum of the latter, for instance from Cohen et al. (1999).

Two of the 2006 observations of ℓ Car were obtained with HD 94510 as calibrator. This K1III giant is not in the Cohen et al. (1999) catalogue, and we derived its thermal infrared spectrum using its CalVin¹⁰ limb darkened angular diameter ($\theta_{\text{LD}} = 2.23 \pm 0.01 \text{ mas}$) and the theoretical spectrum by Castelli & Kurucz (2003) for an effective temperature of 5000 K, solar metallicity and $\log g = 3.0$ (parameters from Cayrel de Strobel et al. 2001). We checked a posteriori that the photometry compiled by Ducati (2002) is well reproduced by the resulting model spectrum, in the *B* to *L* bands. This gave us the template spectrum of HD 94510 used for the photometric calibration of the ℓ Car spectra #J and #P in Table 2.

The calibrated *N* band spectra of ℓ Car is presented in Fig. 13 (top). The agreement with the IRAS spectrum from Volk & Cohen (1989) is qualitatively satisfactory. The slightly greater flux in the IRAS data is due to the larger aperture over which the photometry has been obtained. The extended component resolved with VISIR (Sect. 4.3) was excluded from the measurement, causing an underestimation of the total flux. There is no statistically significant change in the spectral energy distribution between the 2004 ($\phi = 0.90$) and 2006 ($\phi = 0.56$) epochs. The spectrum of RS Pup in the bottom part of Fig. 13 is the first of this star in this wavelength domain. It was obtained close to the phase of maximum light in the visible ($\phi = 0.9\text{--}1.0$). Figure 13 shows that the agreement of the MIDI spectra with the broadband photometry listed in Table 5 is satisfactory at the $\approx 1\sigma$ level for RS Pup (bottom curve).

An important aspect of the MIDI spectrophotometry is that it is obtained with a very narrow aperture. The field of view of the MIDI cold stop is approximately $1.5''$ in radius, over which is superimposed a broad slit of $0.6'' \times 2.0''$, that rotates with the Earth rotation (due to the absence of field derotator). In the MIDI data processing software, the spectrum is extracted from the detector frames using a Gaussian weighting perpendicularly to the dispersion direction, that effectively reduces the field to $\approx 0.4''$ FWHM. At this stage, the background is subtracted from two lateral bands parallel to the dispersion direction within the field of view, thus subtracting also the contribution of any extended emission located beyond a radius of 0.2 to $0.3''$ from the star. For an example of aperture photometry with MIDI on the extended CSE of η Car, the interested reader is referred to Chesneau et al. (2005).

Due to these difficulties, we did not use the MIDI spectra for the analysis of the CSE spectral properties in Sect. 8, and restrict

¹⁰ <http://www.eso.org/observing/etc/>

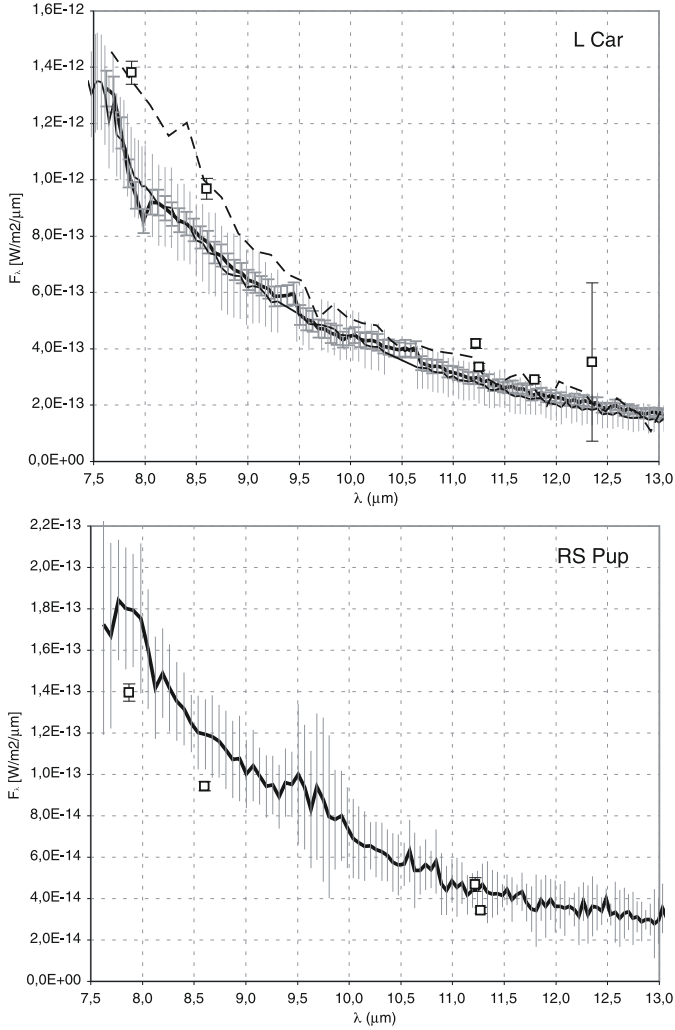


Fig. 13. Thermal infrared spectrum of ℓ Car (top) and RS Pup (bottom) from MIDI. The thin curve in the top figure corresponds to the 2004 observation, while the thick curve is the 2006 data. The dashed curve is the IRAS spectrum of ℓ Car, and the open square symbols in both plots represent the photometric measurements listed in Table 5, excluding the extinction correction.

their use to the search for spectral features that are absent from the N band spectra of the two stars.

6. VINCI data

To complete our new observations, we also consider here the observations of ℓ Car obtained with the VINCI instrument in the K band by Kervella et al. (2006). They are well reproduced by the stellar photosphere and a Gaussian CSE with an angular radius at half maximum of

$$\rho_{2.2\,\mu\text{m}}(\ell\text{ Car}) = 2.9 \pm 2.3\text{ mas} \quad (38)$$

and a relative flux contribution α of

$$\alpha_{2.2\,\mu\text{m}}(\ell\text{ Car}) = 4.2 \pm 0.2\%. \quad (39)$$

This model is of the same nature as those we adjusted to the other data presented here. We can therefore directly include these parameters in our analysis.

7. Properties of the CSEs of ℓ Car and RS Pup

7.1. Spectral energy distribution

To retrieve the spectral energy distribution (SED) of the CSEs of ℓ Car and RS Pup from the total observed flux, we need to estimate the contribution from the stellar photosphere. For this purpose, we used a combination of our new photometry in the near to mid-IR domains with intensity mean photometry assembled by Fouqué et al. (2007) in the BVR_cI_cJHK bands from the literature. In the infrared, we also collected the COBE/DIRBE photometry of ℓ Car at 3.5, 4.9 and 12 μm (Smith et al. 2004), the photometry of ℓ Car at 12, 25 and 60 μm and RS Pup at 12 and 25 μm from the IRAS Point Source Catalogue (IPAC 1986). We took the photometry of RS Pup at 60 and 100 μm from the IRAS Small Scale Structure Catalogue (Helou & Walker 1988), as the angular size of the nebula at these wavelengths becomes non-negligible compared to the angular resolution of IRAS.

The B to K photometry from Fouqué et al. (2007) is already corrected for interstellar absorption. In order to preserve the consistency of our data set at all wavelengths, we adopted their $E(B - V)$ color excess values, namely 0.147 ± 0.013 for ℓ Car and 0.457 ± 0.009 for RS Pup. We also used the same total-to-selective absorption ratio $R_V = 3.23$ to derive A_V extinctions for the two stars: $A_V(\ell\text{ Car}) = 0.475$ and $A_V(\text{RSPup}) = 1.476$. We then used these values and the interstellar extinction curves in the mid-IR by McClure (2009) to correct all our photometric measurements between 3 and 30 μm . As a remark, the curves from this author are in excellent agreement with the independent results by Chapman et al. (2009), so we do not expect any significant systematics from this operation. Longwards of 30 μm , the correction to apply to the flux density is negligible (below 1% for ℓ Car and 2% for RS Pup), compared to the uncertainties. The complete set of measurements is summarized in Table 5.

To model the photospheric emission, we used tabulated stellar atmosphere models obtained with the ATLAS9 simulation code that we retrieved from Castelli & Kurucz's (2003) library. The grid we chose was computed for solar metallicity and a turbulence velocity of 2 km s^{-1} . We finely interpolated this grid in order to compute spectra for any effective temperature and any surface gravity. We multiplied the spectrum by the solid angle of the stellar photosphere, $\pi\theta_{\text{LD}}^2/4$, where θ_{LD} is the limb darkened angular diameter, in radians, in order to scale the model. The photometric data were adjusted to the model taking into account the spectral response of each instrument listed in Table 5. Since we assume that there is no detectable excess (5% or less) below the 2.2 μm K band, we included all the photometric measurements bluer than the K band to estimate the angular diameter and the effective temperature. Note that we did not adjust the surface gravity, since the broadband photometry is mostly insensitive to this parameter.

Although we are not interested here in an unbiased estimate of the angular diameter θ_{LD} , the best-fit values of $\theta_{\text{LD}}(\ell\text{ Car}) = 2.92\text{ mas}$ is only 2% smaller than the mean angular diameter of $\theta_{\text{LD}}(\ell\text{ Car}) = 2.99 \pm 0.01\text{ mas}$ measured by Kervella et al. (2004c) in the K band. For RS Pup, the agreement between the present best-fit value of $\theta_{\text{LD}}(\text{RSPup}) = 0.93\text{ mas}$ and the 1.02 mas prediction by Moskalik & Gorynya (2006) is also reasonably good. The best-fit effective temperatures T_{eff} of ℓ Car and RS Pup are respectively 4860 K and 5040 K. One should note however that there is a correlation between T_{eff} and the angular diameter in this fit. Following Kervella et al. (2004c), we consider an effective gravity of $\log g = 1.5$, typical of a long period Cepheid, but changing this parameter by ± 1.0 dex does

Table 5. Overview of the infrared photometry of ℓ Car and RS Pup from the present work and bibliography. All flux densities are corrected for interstellar extinction, except longwards of $30\ \mu\text{m}$, where it is considered negligible. The “•” symbols in the “Fit” column indicate the photometry used for the synthetic spectrum fitting. λ_0 is the average of the half maximum extreme wavelengths of each instrument/filter combination, and $\Delta\lambda$ the half-bandwidth. λ_{eff} is the effective wavelength of the measurement considering the spectral energy distribution of the star. The “Ap.” column lists the effective radius of the aperture over which the flux density was measured, when this parameter was available. In the “Ref.” column, the references are the following: F07 = Fouqué et al. (2007), I86 = IPAC (1986), H88 = Helou & Walker (1988), K08 = present work, S04 = Smith et al. (2004). “ α ” is the measured flux density excess, expressed in percentage of the photospheric flux (see Sect. 7.1 for details), except for RS Pup’s three longest wavelengths, where it is expressed in stellar flux units, followed by “ \times ”. The last column “ $N\sigma$ ” gives the detection level in number of times the rms uncertainty.

Inst. / System	Band	Fit	$\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ [μm]	λ_{eff} [μm]	Ap. [$''$]	Flux density [$\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$]	Flux density [Jy]	Ref.	$\alpha \pm \sigma(\alpha)$ [%]	$N\sigma$
ℓ Car										
Johnson	B	•	0.44 ± 0.05	0.44	–	$1.13 \pm 0.03 \times 10^{-09}$	72.6 ± 2.0	F07	-1.5 ± 2.8	–0.5
Johnson	V	•	0.55 ± 0.04	0.56	–	$1.80 \pm 0.05 \times 10^{-09}$	181 ± 5.1	F07	1.0 ± 2.8	0.3
Cousins	I_c	•	0.75 ± 0.11	0.75	–	$1.47 \pm 0.04 \times 10^{-09}$	274 ± 7.7	F07	3.5 ± 2.9	1.2
2MASS	J	•	1.25 ± 0.15	1.22	–	$7.34 \pm 0.35 \times 10^{-10}$	382 ± 18	F07	4.3 ± 4.9	0.9
2MASS	H	•	1.62 ± 0.10	1.65	–	$3.91 \pm 0.18 \times 10^{-10}$	342 ± 16	F07	-4.5 ± 4.7	–1.0
2MASS	K	•	2.20 ± 0.30	2.16	–	$1.67 \pm 0.08 \times 10^{-10}$	269 ± 13	F07	-1.1 ± 4.7	–0.2
COBE*	$3.5\ \mu\text{m}$		3.57 ± 0.49	3.55	∞	$3.03 \pm 0.41 \times 10^{-11}$	127 ± 17	S04	8.4 ± 15	0.6
IRAC	I1		3.54 ± 0.39	3.55	24	$2.78 \pm 0.08 \times 10^{-11}$	117 ± 4	K08	3.1 ± 3.1	1.0
IRAC	I2		4.51 ± 0.51	4.49	24	$1.01 \pm 0.03 \times 10^{-11}$	68 ± 2	K08	-0.3 ± 3.0	–0.1
COBE*	$4.9\ \mu\text{m}$		4.93 ± 0.37	4.90	∞	$7.47 \pm 1.22 \times 10^{-12}$	60 ± 10	S04	11 ± 18	0.6
IRAC	I3		5.73 ± 0.70	5.73	24	$4.23 \pm 0.13 \times 10^{-12}$	46.3 ± 1.4	K08	4.3 ± 3.1	1.4
IRAC	I4		7.89 ± 1.44	7.87	24	$1.41 \pm 0.04 \times 10^{-12}$	29.1 ± 0.9	K08	8.6 ± 3.3	2.6
VISIR	PAH1		8.59 ± 0.42	8.60	1.3	$9.96 \pm 0.38 \times 10^{-13}$	24.6 ± 0.9	K08	14.9 ± 4.4	3.4
IRAS**	$12\ \mu\text{m}$		11.5 ± 3.5	11.22	25	$4.32 \pm 0.17 \times 10^{-13}$	18.1 ± 0.7	I86	17.1 ± 4.7	3.6
VISIR	PAH2		11.25 ± 0.59	11.25	1.3	$3.46 \pm 0.12 \times 10^{-13}$	14.6 ± 0.5	K08	16.1 ± 4.2	3.9
VISIR	SiC		11.85 ± 2.34	11.79	1.3	$3.00 \pm 0.07 \times 10^{-13}$	13.9 ± 0.3	K08	16.7 ± 2.9	5.8
COBE*	$12\ \mu\text{m}$		12.71 ± 4.08	12.35	∞	$3.64 \pm 2.89 \times 10^{-13}$	19 ± 15	S04	18.6 ± 94	0.2
IRAS**	$25\ \mu\text{m}$		24 ± 6	23.34	25	$2.37 \pm 0.14 \times 10^{-14}$	4.31 ± 0.26	I86	25.3 ± 7.5	3.4
MIPS	M1		23.5 ± 2.7	23.68	35	$2.00 \pm 0.08 \times 10^{-14}$	3.73 ± 0.15	K08	23.4 ± 4.9	4.7
IRAS**	$60\ \mu\text{m}$		62 ± 17	59.32	60	$7.63 \pm 0.69 \times 10^{-16}$	0.90 ± 0.08	I86	51.3 ± 14	3.8
MIPS	M2		70.4 ± 9.54	71.42	30	$2.63 \pm 0.13 \times 10^{-16}$	0.45 ± 0.02	K08	30.5 ± 6.5	4.7
RS Pup										
Johnson	B	•	0.44 ± 0.05	0.44	–	$1.56 \pm 0.04 \times 10^{-10}$	10.1 ± 0.3	F07	1.5 ± 2.8	0.5
Johnson	V	•	0.55 ± 0.04	0.56	–	$2.21 \pm 0.06 \times 10^{-10}$	22.3 ± 0.6	F07	-0.5 ± 2.8	–0.2
Cousins	R_c	•	0.65 ± 0.15	0.65	–	$2.30 \pm 0.06 \times 10^{-10}$	32.1 ± 0.9	F07	7.7 ± 3.0	2.6
Cousins	I_c	•	0.75 ± 0.11	0.75	–	$1.76 \pm 0.05 \times 10^{-10}$	32.8 ± 0.9	F07	4.6 ± 2.9	1.6
2MASS	J	•	1.25 ± 0.15	1.22	–	$8.40 \pm 0.40 \times 10^{-11}$	43.7 ± 2.1	F07	6.3 ± 5.0	1.3
2MASS	H	•	1.62 ± 0.10	1.65	–	$4.28 \pm 0.20 \times 10^{-11}$	37.4 ± 1.8	F07	-3.0 ± 4.6	–0.7
2MASS	K	•	2.20 ± 0.30	2.16	–	$1.82 \pm 0.09 \times 10^{-11}$	29.4 ± 1.4	F07	0.9 ± 4.8	0.2
IRAC	I1		3.54 ± 0.39	3.55	6.1	$3.41 \pm 0.10 \times 10^{-12}$	14.3 ± 0.4	K08	19.2 ± 3.6	5.4
IRAC	I2		4.51 ± 0.51	4.49	6.1	$1.31 \pm 0.04 \times 10^{-12}$	8.82 ± 0.26	K08	20.8 ± 3.6	5.7
IRAC	I3		5.73 ± 0.70	5.73	6.1	$5.16 \pm 0.16 \times 10^{-13}$	5.22 ± 0.17	K08	18.7 ± 3.6	5.3
IRAC	I4		7.89 ± 1.44	7.87	6.1	$1.49 \pm 0.05 \times 10^{-13}$	3.08 ± 0.09	K08	8.2 ± 3.2	2.5
VISIR	PAH1		8.59 ± 0.42	8.60	1.3	$1.03 \pm 0.02 \times 10^{-13}$	2.53 ± 0.06	K08	11.4 ± 2.5	4.5
IRAS**	$12\ \mu\text{m}$		11.5 ± 3.5	11.22	25	$5.15 \pm 0.36 \times 10^{-14}$	2.16 ± 0.15	I86	31 ± 9.2	3.4
VISIR	PAH2		11.25 ± 0.59	11.27	1.3	$3.76 \pm 0.16 \times 10^{-14}$	1.59 ± 0.16	K08	18.8 ± 5.2	3.6
IRAS**	$25\ \mu\text{m}$		24 ± 6	23.34	25	$3.96 \pm 0.28 \times 10^{-15}$	0.72 ± 0.05	I86	96 ± 14	7.0
MIPS	M1		23.5 ± 2.7	23.68	180	$4.21 \pm 0.17 \times 10^{-15}$	0.79 ± 0.03	K08	145 ± 9.8	15
IRAS	$60\ \mu\text{m}$		62 ± 17	59.32	∞	$1.19 \pm 0.26 \times 10^{-14}$	13.9 ± 3.1	H88	$220 \pm 49\times$	4.5
MIPS***	M2		70.4 ± 9.5	71.42	∞	$9.94 \pm 0.50 \times 10^{-15}$	16.9 ± 0.9	K08	$463 \pm 23\times$	20
IRAS	$100\ \mu\text{m}$		103 ± 18	100.3	∞	$7.87 \pm 1.57 \times 10^{-15}$	26.4 ± 5.3	H88	$1\,430 \pm 290\times$	5

* The angular resolution of COBE/DIRBE is $\approx 0.7^\circ$, its aperture is thus considered as infinitely large.

** The IRAS Point Source Catalogue (IPAC 1986) apertures were taken as the 80% encircled energy from Beichman et al. (1988).

*** The MIPS/M2 flux density of RS Pup’s CSE is the integral of the Gaussian profile adjusted in Sect. 3.3.

not significantly affect the quality of the fit, nor the amount of infrared excess.

The fitting process produces a good agreement between the model spectrum and the B to K band photometric measurements,

with a reduced χ^2 of 0.7 for ℓ Car, and 2.2 for RS Pup. It should also be noted that in the case of RS Pup, the presence of the nebula makes the estimation and correction of the interstellar and circumstellar reddening quite difficult, which might explain

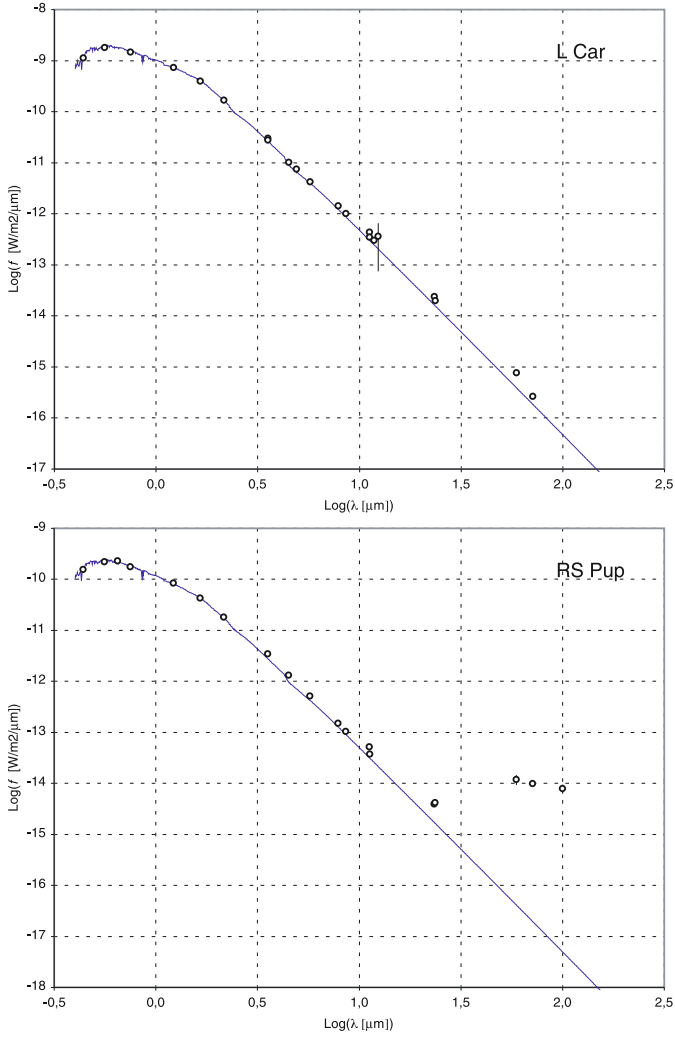


Fig. 14. Synthetic spectra of ℓ Car and RS Pup (solid line) with the photometric measurements listed in Table 5 (dots). The residuals of the subtraction of the synthetic spectrum from the measurements is shown in panels c) and d) of Fig. 15.

in part the slightly worse agreement. The result of this fit is presented in Fig. 14 for ℓ Car and RS Pup. In both cases, the presence of excess radiation in the thermal infrared domain is clearly detected.

7.2. Spectral and spatial structure of the infrared excess

We discuss in this paragraph the distribution of the infrared excess as a function of wavelength, both in the spectral energy distribution and as spatially extended emission. The different properties of the CSEs of ℓ Car and RS Pup are summarized in Fig. 15. While we discuss here the overall properties of the observed circumstellar emission, we postpone the presentation of a detailed model of the Cepheid CSEs to a future publication, that will incorporate the present results and the scattered light observations of RS Pup’s nebula obtained by Kervella et al. (2008).

To convert the angular values determined previously into linear distances from the star ℓ Car, we used the distance of 566 pc measured interferometrically by Kervella et al. (2004a). While we do not resolve the CSE in the *Spitzer*/MIPS images at 24 and 70 μ m, the angular resolution of these images allows us to set an

upper limit on its extension of $\approx 10''$ and $20''$, respectively. The shortest wavelength at which the excess emission of ℓ Car is detected is $\approx 8.0 \mu$ m. For RS Pup, we assume a distance of 1992 pc (Kervella et al. 2008). We included in Fig. 15 panel (f) the extension of the RS Pup nebula measured with IRAS at 60 and 100 μ m, respectively of 2.1 and 3.7 arcmin in angular diameter (Deasy 1988).

The CSEs of ℓ Car and RS Pup appear different in many respects. The distance corrected flux density of ℓ Car’s envelope appears as continuously decreasing with wavelength (Fig. 15, panel (c)), with an almost exponential dependence. The observation of a CSE flux contribution at 2.2 μ m by interferometry (Kervella et al. 2006) shows that a very hot and compact component is present in its CSE. From simple radiative equilibrium considerations and its measured linear extension (Fig. 15, panel (e)), this implies that the envelope starts within a few stellar radii, and extends continuously up to at least several hundred astronomical units from the star.

The envelope of RS Pup is on average much larger and colder than that of ℓ Car. The most striking difference between ℓ Car and RS Pup’s CSEs is their brightness around 70 μ m (Fig. 15, panels (c) and (d)). While the two stars exhibit approximately the same brightness around 10 μ m, RS Pup’s envelope is ≈ 2000 times brighter than ℓ Car’s at 70 μ m. The presence of such a considerable emission at 70 μ m indicates that the temperature of the majority of the dusty material in the CSE of RS Pup is around 40 K, as already established by McAlary & Welch (1986). However, our VISIR and MIDI observations around 10 μ m as well as the IRAS photometry at 12 μ m show that a warm component is also present in the CSE of RS Pup. The angular extension of this warm component, as well as its flux contribution, appear to be of the same order of magnitude as that of ℓ Car, as shown in panels (c) to (f) of Fig. 15. The observed properties of RS Pup’s CSE therefore suggest that it consists of two components:

- A warm and compact component, located at typical distances of a few 100 to a few 1000 AU from the star, with a typical temperature of a few 100 K (maximum flux around 10 μ m),
- A cold component distributed within a relatively large hollow ellipsoid with a typical radius of a few 100 000 AU and temperature around 40 K (maximum flux around 70 μ m). This cold component is also the scattering medium for the light echoes observed by Havlen (1972) and Kervella et al. (2008). It could also host the thermal infrared “heat echoes” predicted by Mayes et al. (1985), although their observation appears extremely challenging.

In contrast to RS Pup, the CSE of ℓ Car appears to be devoid of a cold dust component, but its warm component (resolved with VISIR and MIDI) is comparable to RS Pup’s, with a typical size of 500 AU and a temperature of a few 100 K.

8. Discussion

We present in this Section our interpretation of the properties of the CSEs of ℓ Car and RS Pup. We then examine the mass loss scenarios predicted by existing Cepheid models, in view of these properties.

8.1. Origins and evolution of the CSEs

In spite of their relatively similar physical properties, ℓ Car and RS Pup appear to be surrounded by two rather different kinds

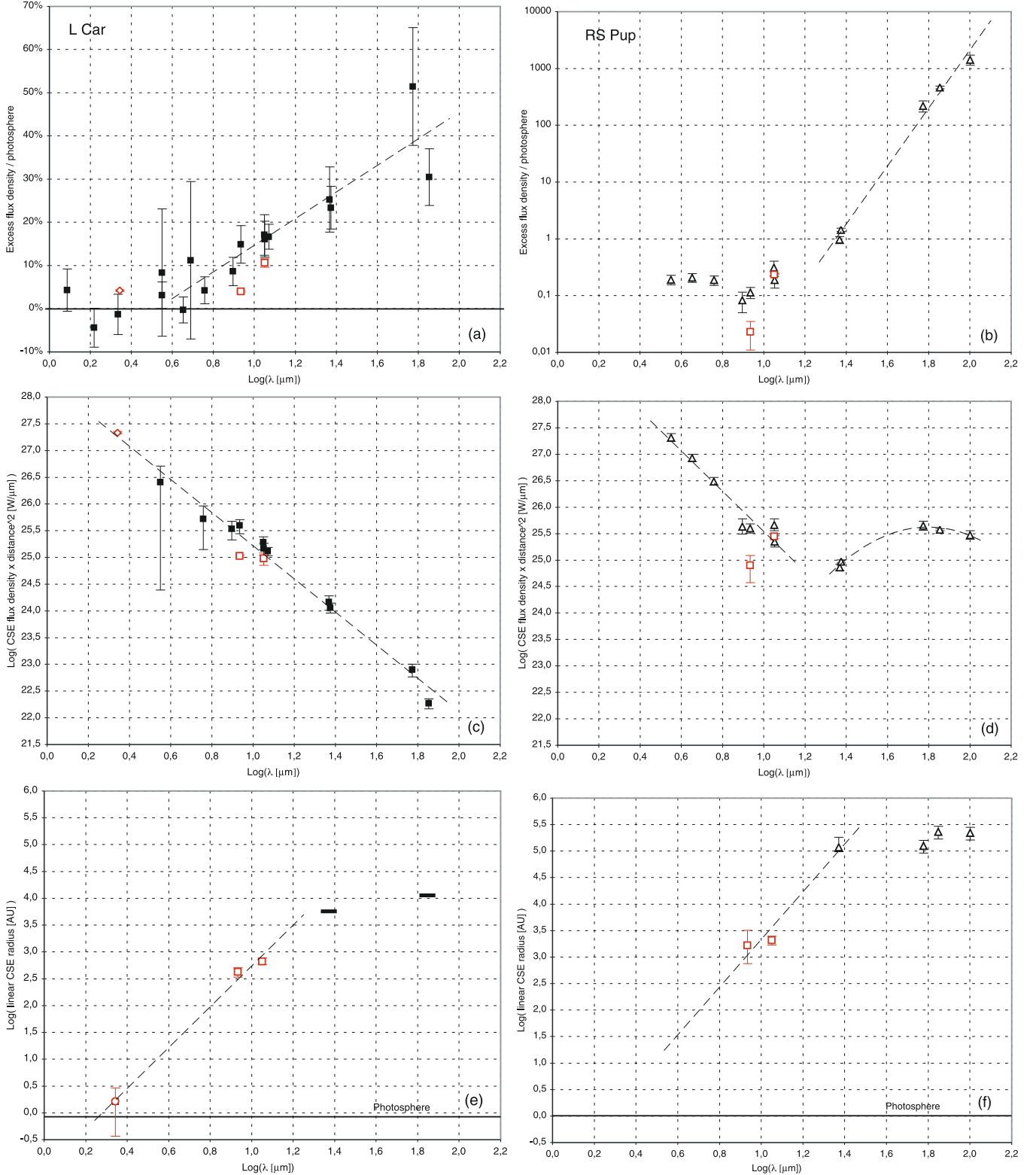


Fig. 15. Comparison of the spatial and spectral properties of the CSEs of ℓ Car (left) and RS Pup (right). In all panels, the open squares represent the CSE resolved with VISIR and the open circles the CSE of ℓ Car in the K band (resolved with VINCI). **a)** and **b)**: excess flux density relatively to the photospheric emission, with a different vertical scale for ℓ Car and RS Pup. **c)** and **d)**: flux density from the CSE alone (stellar contribution subtracted), multiplied by the squared distance of each star. **e)** and **f)**: half-maximum linear radius of the envelope as a function of wavelength. The photospheric linear size is shown as a solid line. The *Spitzer* observations of ℓ Car at 24 and 70 μm provide upper limits only, as the CSE was not resolved. Ad hoc models are shown as thin dashed curves to guide the eye on the different plots.

of CSEs. The warm (10 μm) components of the CSEs of both stars are probably created by a continuous mass loss from the

Cepheids themselves, likely driven by pulsation as discussed by Mérand et al. (2007). The hot CSEs observed in the K band

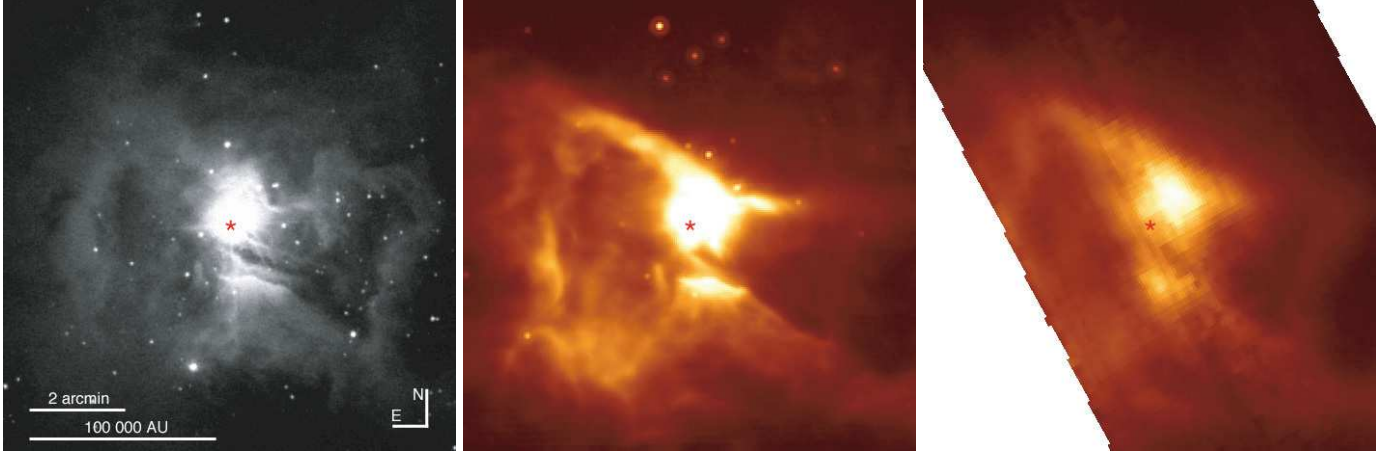


Fig. 16. Structure of VdB 139 at visible and infrared wavelengths: POSS-II red image (*left*), *Spitzer*/MIPS images at $24\ \mu\text{m}$ (*center*) and at $70\ \mu\text{m}$ (*right*). The position of the star is marked with “★”, and the linear scale of the image is given for a distance of 430 pc.

around ℓ Car (Sect. 6), around Polaris and δ Cep (Mérand et al. 2006), and around Y Oph (Mérand et al. 2007) very likely represent the innermost emission (within a few stellar radii of the Cepheid) of the warm component we observed with VISIR and MIDI around our two targets. Along the same direction, Böhm-Vitense & Love (1994) suggested that the fixed (non-pulsating) $H\alpha$ absorption feature that they observe in the spectrum of ℓ Car is caused by a CSE with a size of the order of 1000 AU. This dimension is in good agreement with the typical size of the compact component we detected. More recently, Nardetto et al. (2008) confirmed the presence of a non-pulsating component in the $H\alpha$ profiles of both ℓ Car and RS Pup.

However, the large ellipsoidal cold dust shell surrounding RS Pup is probably made of compressed interstellar material. We speculate that the mechanism for this compression could be linked to the past evolution of RS Pup. Its evolutionary mass was determined by Caputo et al. (2005) to be $12.8 \pm 0.9 M_{\odot}$, and it thus spent its lifetime on the main sequence as a B2V hot dwarf, most probably fast rotating, with an effective temperature around 20 000 K. A good example of such a Cepheid precursor is the nearby Be star Achernar. This spectacularly flattened fast rotating B3 dwarf was shown recently to experience mass loss through a fast stellar wind ejected from its overheated polar caps (Kervella & Domiciano de Souza 2006). Such a preferential mass loss along the polar axis of the star could explain the elongation observed in the $70\ \mu\text{m}$ image of RS Pup presented in Fig. 3. The interstellar medium (ISM) would be more efficiently compressed along the polar axis, thus elongating the cavity carved by the star in the dusty ISM. Another additional pressure would come from the enhanced ultraviolet flux as seen from above the stellar poles, compared to the darkened equatorial belt (due to the Von Zeipel effect: see Aufdenberg et al. 2006 for an application to Vega).

A plausible analog of a “young” RS Pup is provided by the Herbig Be object HD 200775 and its surrounding dusty reflection nebula VdB 139 (also referred to as NGC 7023). The central object of this nebula is a binary with a composite spectrum B2Ve. The primary component has a mass of $11 M_{\odot}$ and the secondary component $9 M_{\odot}$, with a system age of only $\approx 100\,000$ years (Alecian et al. 2008). Considering their masses, the two stars will cross the instability strip in the HR diagram and become Cepheids within a few tens of million years. The bright pair illuminates a large circumstellar nebula that was extensively studied at visible (Witt et al. 2006; Berné et al. 2008), infrared

(Werner et al. 2004b; Sellgren et al. 2007), and submillimetric wavelengths (Gerin et al. 1998). The distance of HD 200775 is uncertain. It was estimated at 430 pc by van den Ancker et al. (1997) based on the *Hipparcos* parallax, before the star was recognized as a binary. Based on Wolf diagrams, Kun (1998) find a closer distance of 300 pc. We adopt here the value from van den Ancker et al. (1997), although it may be biased by unrecognized orbital motion. The angular radius of the reflection nebula of about 10 arcmin corresponds to a linear extension of the order of 200 000 AU from the central star, which is comparable to the linear radius of the RS Pup nebula. In spite of its young age, HD 200775 already started to carve a cavity in the interstellar dust, and this cavity presents a biconical structure that is well defined at visible, infrared (Werner et al. 2004b) and radio wavelengths (Fuente et al. 1998). A visible image from the red POSS-II atlas and *Spitzer*/MIPS images of VdB 139 at 24 and $70\ \mu\text{m}$ (retrieved from the SSC archive) are shown in Fig. 16, to be compared with the images of RS Pup presented in Fig. 3. The overall distribution of the thermal infrared emission in VdB 139 appears similar to RS Pup, with irregular filamentary structures and knots. These structures, that are also observable in the visible images of the nebula in scattered light (Witt et al. 2006), are typical of the turbulent ISM in star forming regions (Boulanger 2007; Dwarkadas 2008).

8.2. Evolutionary vs. pulsational masses of Cepheids

From a model of the dust emission based on IRAS photometry, Havlen (1972) and McAlary & Welch (1986) obtain a dust mass of the nebula surrounding RS Pup of approximately $0.03 M_{\odot}$, converting to a total gas+dust mass of the order of $3 M_{\odot}$. If the cold component of RS Pup’s nebula is indeed interstellar in origin, the actual mass originating from the star itself would be much smaller. Such a scenario would strengthen the theoretical results by Caputo et al. (2005) and Neilson & Lester (2008,b) that predict a higher mass loss rate for short period Cepheids. On the other hand, if the totality of the mass of the RS Pup nebula originates from the star, this would be in contradiction with the modeling by Caputo et al. (2005), who established that the pulsation and evolutionary masses of RS Pup agree well, without evolutionary mass loss.

The conclusion of Caputo et al. (2005) is in striking contradiction with the computations by Keller (2008) using the Padova evolutionary modeling code. This author predicts a

uniform mass discrepancy between the evolutionary and pulsation masses, the former being $17 \pm 5\%$ larger than the latter, independently of the pulsation period. Applied to RS Pup's mass of $\approx 13 M_{\odot}$, this converts into a total mass loss of $2.2 M_{\odot}$, in excellent agreement with the $3 M_{\odot}$ nebular mass computed by McAlary & Welch (1986). Keller (2008) attributes the discrepancy in derived mass with Caputo et al. (2005) to a different treatment of convective overshoot between the two models.

However, a problem with Keller's (2008) model is that the application of the same 17% mass loss fraction to ℓ Car's (whose mass is also $\approx 13 M_{\odot}$) leads naturally to the same $\approx 2 M_{\odot}$ total mass loss, and consequently $\approx 0.02 M_{\odot}$ of dust. Such a considerable mass should be observable as a CSE similar to RS Pup at 24 and 70 μm . According to the period-age relationship established by Bono et al. (2005), ℓ Car and RS Pup are between 17 and 19 million years old. As the main sequence lifetime of a $13 M_{\odot}$ star is ≈ 15 to 17 Myr, and assuming that the mass is lost mostly during the He burning phase, the star would have to expel of the order of $10^{-6} M_{\odot}/\text{year}$ continuously over 2 Myr. Such a rapid and extremely high mass loss rate would necessarily create a massive nebula around ℓ Car, that is not observed at present. A differential dissipation of their CSEs in the ISM is also difficult to invoke based on the short timescales involved.

9. Conclusion

Thanks to a combination of instrumentation in the thermal infrared covering a range of spatial resolutions from arcminutes to milliarcseconds, we presented a characterization of the CSEs of ℓ Car and RS Pup both spatially and spectrally. The detected infrared excess relative to the stellar photospheric emission ranges between 10% and 50% for ℓ Car, from 8 to 70 μm . A similar level of emission is also observed around RS Pup, and a much more considerable contribution fully outshines the stellar emission longwards of 24 μm . We thus conclude that both CSEs host a warm component with a similar brightness and spatial extension around 10 μm , and that RS Pup contains in addition a cold dusty ellipsoidal shell located at a few 100 000 AU from the star. This cold component is not detected around ℓ Car.

Our interpretation is that the warm CSE components are the consequence of ongoing mass loss from the stars. Based on its spectral and spatial properties, the cold dust shell of the CSE of RS Pup is most likely of interstellar origin. We speculate that it was shaped in its present elongated ellipsoidal form during the main sequence lifetime of the then fast rotating B2V progenitor of RS Pup. The ISM was compressed by the strong stellar wind and UV radiation preferentially along the polar axis of the star. We also propose that the reflection nebula surrounding the Herbig Be star HD 200775 is an analogue of RS Pup shortly after it formed as a star. In this scenario, the absence of a cold dusty shell around ℓ Car would be explained by a lower ISM density around this star at the time of its formation. Conversely, the presence of very large dusty envelopes such as that of RS Pup would require a high density of dust in the ISM at the time of the formation of the Cepheid progenitor. In this context, their occurrence around Cepheids is probably relatively rare.

The presence of warm CSEs around the two brightest long-period Cepheids shows that many long-period members of this class, if not all, could be surrounded by warm circumstellar envelopes created by ongoing mass loss. This is also the conclusion of Mérand et al. (2007) from interferometric observations in the near-IR. In the presently studied cases of ℓ Car and RS Pup, the warm CSE flux contribution is negligible in the visible and limited in the near-IR ($\leq 5\%$ of the photosphere). Their direct

photometric impact on the Cepheid distance scale at these wavelengths will thus be minor or negligible. However, as shown by Neilson et al. (2009), the differential behavior of long and short period Cepheids with respect to mass-loss could affect the slope of the $P-L$ relations. Although weak in the near-infrared, CSEs also have an influence on the determination of Cepheid distances using the Baade-Wesselink method, and particularly its interferometric version (see e.g. Mérand et al. 2006). If not properly taken into account, the spatially incoherent CSE flux contribution biases the interferometric measurement of the angular diameter, and the derived distance as a consequence. The detected mid-IR excess is more considerable ($\approx 15\%$ at 10 μm) and could noticeably complicate the definition of thermal infrared $P-L$ relations. As suggested by Ngeow & Kanbur (2008), such relations nevertheless appear highly desirable for future extragalactic Cepheid observations with e.g. the *James Webb Space Telescope*.

Acknowledgements. We thank Drs. S. Brillant and A. Smette from ESO for their help with the VISIR data processing. This research made use of the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. This work is based in part on archival data obtained with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. This research made use of Tiny Tim/*Spitzer*, developed by John Krist for the *Spitzer* Science Center. The Second Palomar Observatory Sky Survey (POSS-II) was made by the California Institute of Technology with funds from the National Science Foundation, the National Geographic Society, the Sloan Foundation, the Samuel Oschin Foundation, and the Eastman Kodak Corporation. The Oschin Schmidt Telescope is operated by the California Institute of Technology and Palomar Observatory. We also received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS, and University Denis Diderot Paris 7.

References

- Alecian, E., Catala, C., Wade, G. A., et al. 2008, MNRAS, 385, 391
- Arsenault, R., Alonso, J., Bonnet, H., et al. 2003, The ESO Messenger, 112, 7
- Aufdenberg, J. P., Mérand, A., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, ApJ, 645, 664; Erratum ApJ, 651, 617
- Beichman, C. A., Neugebauer, G., Habing, H. J., Clegg, P. E., & Chester, T. J. 1988, ISSA Explanatory Supplement, Washington, DC: GPO, http://irsa.ipac.caltech.edu/IRASdocs/exp_sup/index.html
- Berné, O., Joblin, C., Rapacioli, M., et al. 2008, A&A, 479, L41
- Böhm-Vitense, E., & Love, S. G. 1994, ApJ, 420, 201
- Bono, G., Marconi, M., Cassisi, S., et al. 2005, ApJ, 621, 966
- Boulanger, F. 2007, Triggered Star Formation in a Turbulent ISM, Proc. IAU Symp., 237, 47
- Caputo, F., Bono, G., Fiorentino, G., et al. 2005, ApJ, 629, 1021
- Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2003, Modelling of Stellar Atmospheres, Uppsala, Sweden, ed. N. E. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, Proc. IAU Symp., 210, ASP-S210 [arXiv:astro-ph/0405087]
- Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., & Ralite, N. 2001, A&A, 373, 159
- Chapman, L. N., Mundy, L. G., Lai, S.-P., & Evans II, N. J. 2009, ApJ, 690, 496
- Chesneau, O. 2007, New Astron. Rev., 51, 666
- Chesneau, O., Min, M., Herbst, T., et al. 2008, A&A, 435, 1043
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, AJ, 117, 1864
- Deasy, H. P. 1988, MNRAS, 231, 673
- Deasy, H. P., & Butler, C. J. 1986, Nature, 320, 726
- Doucet, C., Lagage, P. O., & Pantin, E. 2006, Proc. Visions for Infrared Astronomy conference, 25, Lavoisier [arXiv:astro-ph/0610322]
- Doucet, C., Habart, E., Pantin, E., et al. 2007, A&A, 470, 625
- Ducati, J. R. 2002, NASA Ref. Pub., 1294
- Dwarkadas, V. V. 2008, Proc. Turbulent Mixing and Beyond, Trieste, Italy, August 18–26, 2007 [arXiv:0810.4361]
- Engelbracht, C. W., Blaylock, M., Su, K. Y. L., et al. 2007, PASP, 119, 994
- Fazio, G. G., Hora, J. L., Allen, L. E., et al. 2004, ApJS, 154, 10
- Fouqué, P., Arriagada, P., Storm, J., Barnes, T. G., et al. 2007, A&A, 476, 73
- Fuente, A., Martín-Pintado, J., Rodríguez-Franco, A., & Moriarty-Schieven, G. D. 1998, A&A, 339, 575
- Gerin, M., Phillips, T. G., Keene, J., et al. 1998, ApJ, 500, 329
- Glindemann, A., Alberssen, M., Andolfato, L., et al. 2004, SPIE, 5491, 447
- Gordon, K. D., Rieke, G. H., Engelbracht, C. W., et al. 2005, PASP, 117, 503

- Gordon, K. D., Engelbracht, C. W., Fadda, D., et al. 2007, *PASP*, 119, 1019
- Havlen, R. J. 1972, *A&A*, 16, 252
- Helou, G., & Walker, D. W. 1988, *IRAS Small Scale Structure Catalog*, NASA RP-1190, 7
- IPAC 1986, *IRAS Catalog of Point Sources*, Version 2.0, Joint IRAS Science Working Group
- Keller, S. C. 2008, *ApJ*, 677, 483
- Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2006, *A&A*, 453, 1059
- Kervella, P., & Domiciano de Souza, A. 2007, *A&A*, 474, L49
- Kervella, P., Fouqué, P., Storm, J., et al. 2004a, *ApJ*, 604, L113
- Kervella, P., Ségransan, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, *A&A*, 425, 1161
- Kervella, P., Nardetto, N., Bersier, D., et al. 2004c, *A&A*, 416, 941
- Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé du Foresto, V. 2006, *A&A*, 448, 623
- Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2008, *A&A*, 480, 167
- Kun, M. 1998, *ApJS*, 115, 59
- Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., et al. 2004, *The ESO Messenger*, 117, 12
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87
- Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Obs. Circular*, 173, 1
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, *Ap&SS*, 286, 73
- Lord, S. 1992, *NASA Tech. Mem.*, 103957
- McAlary, C. W., & Welch, D. L. 1986, *AJ*, 91, 1209
- McClure, M. 2009, *ApJ*, 693, L81
- Makozov, D., & Marleau, F. 2005, *PASP*, 117, 1113
- Marengo, M., Megeath, S. T., Fazio, G. G., et al. 2006, *ApJ*, 647, 1437
- Mayes, A. J., Evans, A., & Bode, M. F. 1985, *A&A*, 142, 48
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, *A&A*, 453, 155
- Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1093
- Moskalik, P., & Gorynya, N. A. 2005, *Acta Astron.*, 55, 247
- Moskalik, P., & Gorynya, N. A. 2006, *MmSAI*, 77, 253
- Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., & Gillet, D. 2008, *A&A*, 489, 1263
- Neilson, H. R., & Lester, J. B. 2008, *ApJ*, 684, 569
- Neilson, H. R., & Lester, J. B. 2009, *ApJ*, 690, 1829
- Neilson, H. R., Ngeow, C.-C., Kanbur, S. M., & Lester, J. B. 2009, *ApJ*, 692, 81
- Ngeow, C., & Kanbur, S. M. 2008, *ApJ*, 679, 76
- Ratzka, T., Leinert, C., & Henning, T. 2007, *A&A*, 471, 173
- Reach, W. T., Megeath, S. T., Cohen, M., et al. 2005, *PASP*, 117, 978
- Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, *ApJS*, 154, 25
- Schütz, O., & Sterzik, M. 2005, *Proc. ESO Workshop, High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. H. U. Käuffl, R. Siebenmorgen, & A. Moorwood, 104
- Sellgren, K., Uchida, K. I., & Werner, M. W. 2007, *ApJ*, 659, 1338
- Smith, B. J., Price, S. D., & Baker, R. I. 2004, *ApJS*, 154, 673
- Szabados, L. 1989, *Comm. of the Konkoly Observatory Hungary*, 94, 1
- Tokovinin, A., Sarazin, M., & Smette, A. 2007, *MNRAS*, 378, 701
- van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, *A&A*, 324, L33
- Volk, K., & Cohen, M. 1989, *AJ*, 98, 1918
- Werner, M., Roellig, T., Low, F., et al. 2004a, *ApJS*, 154, 1
- Werner, M., Uchida, K. I., Sellgren, K., et al. 2004b, *ApJS*, 154, 309
- Witt, A. N., Gordon, K. D., Vijn, U. P., et al. 2006, *ApJ*, 636, 303

Abstract

Since more than a century, the period–luminosity relation of Cepheid stars is a fundamental step of the cosmological distance ladder. However, the distance estimates from this law are only accurate to $\sim 5\%$ and this uncertainty is mainly due to its calibration. The enhancement of this calibration requires an accurate and independent determination of the distances of a sample of nearby Cepheids.

Until recently, Cepheids were considered as devoid of circumstellar material. In 2005, interferometric observations with *VLT/VINCI* and *CHARA/FLUOR* revealed the existence of a circumstellar envelope (CSE) around some Cepheids. This surrounding material is particularly interesting for two reasons : it could have an impact on the distance estimates and could be linked to a past or on-going mass loss. The use of Baade-Wesselink methods for independent distance determinations could be significantly biased by the presence of these envelopes.

Although their observations are difficult because of the high contrast between the photosphere of the star and the CSE, several observation techniques have the potential to improve our knowledge about their physical properties. In this thesis, I discuss in particular high angular resolution techniques that I applied to the study of several bright Galactic Cepheids.

First, I used adaptive optic observations with *NACO* of the Cepheid RS Puppis, combined with an observing mode called "cube", in order to deduce the flux ratio between the CSE and the photosphere of the star in two narrow bands of central wavelength $\lambda = 2.18\,\mu\text{m}$ et $\lambda = 1.64\,\mu\text{m}$. In addition, thanks to the cube mode, I could carry out a statistical study of the speckle noise and inspect a possible asymmetry.

Secondly, I analysed *VISIR* data to study the spectral energy distribution of a sample of Cepheids. These diffraction–limited images enabled me to carry out an accurate photometry in the *N* band and to detect an IR excess linked to the presence of a circumstellar component. On the other hand, applying a Fourier analysis I showed that some components are resolved.

I then explored the *K'* band with the recombination instrument *FLUOR* for some bright Cepheids. Thanks to new set of data of Y Oph, I improved the study of its circumstellar envelope. Using a ring-like model for the CSE, I assessed an angular size of $4.54 \pm 1.13\,\text{mas}$ and an optical depth of 0.011 ± 0.006 . For two other Cepheids, U Vul and S Sge, I applied the interferometric Baade–Wesselink method in order to estimate their distance. I found $d = 647 \pm 45\,\text{pc}$ and $d = 661 \pm 57\,\text{pc}$, respectively for U Vul and S Sge, as well as a linear radii $R = 53.4 \pm 3.7\,R_{\odot}$ and $R = 57.5 \pm 4.9\,R_{\odot}$ respectively.

Keywords : *adaptive optics, lucky–imaging, interferometry, Cepheids, circumstellar envelopes, distances, Baade–Wesselink, pulsation*

Résumé

Depuis plus d'un siècle, la relation période–luminosité (P–L) des étoiles Céphéides est un échelon fondamentale de l'échelle des distances cosmologiques. Cependant, l'estimation des distances à partir de cette loi n'est précise qu'à $\sim 5\%$ et cette incertitude est principalement due à son étalonnage. L'amélioration de cet étalonnage nécessite une détermination précise (de manière indépendante de la relation P–L) de la distance des Céphéides proches.

Jusqu'à récemment, les Céphéides étaient considérées comme dépourvues de matériel circumstellaire. En 2005, des observations interférométriques *VLT/VINCI* et *CHARA/FLUOR* ont révélé l'existence d'enveloppe circumstellaire autour de certaines Céphéides. Ce matériel environnant est particulièrement intéressant pour deux raisons : il pourrait avoir un impact sur l'estimation des distances et pourrait être lié à une perte de masse passée ou en cours. L'utilisation de la méthode de Baade–Wesselink classique pour la détermination indépendante des distance pourrait être significativement biaisée par la présence de ces enveloppes.

Bien que leurs observations soient difficiles à cause du fort contraste entre la photosphère de l'étoile et l'enveloppe circumstellaire, plusieurs techniques d'observations ont le potentiel d'améliorer notre connaissance sur leurs propriétés physiques. Dans ce manuscrit, je discute en particulier des techniques de haute résolution angulaire que j'ai appliqué pour l'étude de plusieurs Céphéides Galactiques.

Dans un premier temps j'ai utilisé des observations de la Céphéide RS Puppis en imagerie par optique adaptative avec *NACO*, couplée à un mode d'observation dit "cube", pour déduire le rapport de flux entre l'enveloppe et la photosphère de l'étoile dans deux bandes étroites centrées sur $\lambda = 2.18\ \mu\text{m}$ et $\lambda = 1.64\ \mu\text{m}$. De plus grâce au mode cube, j'ai également pu effectuer une étude statistique du bruit de speckle me permettant d'étudier une éventuelle asymétrie.

Dans un second temps, j'ai analysé des données *VISIR* pour étudier la distribution d'énergie spectrale d'un échantillon de Céphéides. Ces images, qui sont limitées par la diffraction, m'ont permis d'effectuer une photométrie précise dans la bande *N* et de mettre en évidence un excès infrarouge lié à la présence d'une composante circumstellaire. D'autre part en appliquant une analyse de Fourier j'ai montré que certaines de ces composantes sont résolues.

J'ai ensuite exploré la bande *K'* avec l'instrument de recombinaison *FLUOR* pour certaines Céphéides brillantes. Grâce à de nouvelles données sur l'étoile *Y Oph*, j'ai approfondi l'étude de son enveloppe circumstellaire. En utilisant un modèle d'étoile entourée d'une couronne sphérique, j'ai déterminé une taille angulaire de $4.54 \pm 1.13\ \text{mas}$ et une profondeur optique de 0.011 ± 0.006 . Pour deux autres Céphéides, *U Vul* et *S Sge*, j'ai appliqué la méthode de Baade–Wesselink afin d'estimer une première mesure directe de leur distance. J'ai trouvé une distance de $d = 647 \pm 45\ \text{pc}$ et $d = 661 \pm 57\ \text{pc}$, respectivement pour *U Vul* et *S Sge*, ainsi qu'un rayon linéaire moyen $R = 53.4 \pm 3.7\ R_{\odot}$ et $R = 57.5 \pm 4.9\ R_{\odot}$ respectivement.

Mots clés : *optique adaptative, imagerie sélective, interférométrie, Céphéides, enveloppes circumstellaires, distances, Baade–Wesselink, pulsation*