



HAL
open science

Les Céphéides et l'échelle des distances galactiques: apport de l'interférométrie à longue base

Joanne Breitfelder

► **To cite this version:**

Joanne Breitfelder. Les Céphéides et l'échelle des distances galactiques: apport de l'interférométrie à longue base. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Diderot Paris 7, 2015. Français. NNT : . tel-01238712

HAL Id: tel-01238712

<https://theses.hal.science/tel-01238712>

Submitted on 7 Dec 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0 International License

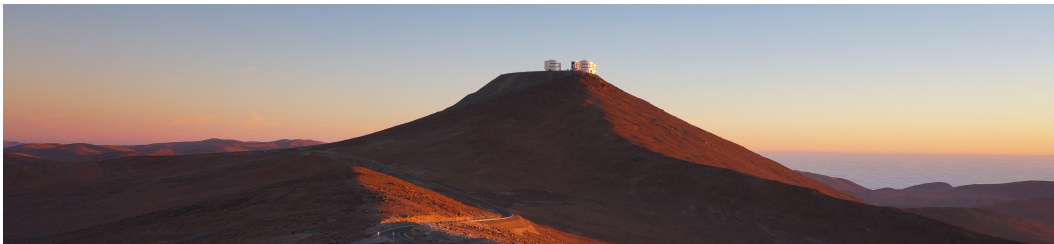
UNIVERSITÉ PARIS.DIDEROT (PARIS 7)
ÉCOLE DOCTORALE 127
ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Thèse de doctorat pour obtenir le titre de Docteur en
Sciences
Spécialité **Astronomie & Astrophysique**

Laboratoire d'Études Spatiales et d'Instrumentation en Astrophysique - Paris
European Southern Observatory - Santiago de Chile

Les Céphéides et l'échelle des distances
galactiques :
Apport de l'interférométrie à longue base

Par Joanne BREITFELDER



Thèse dirigée par :

Pierre Kervella - Observatoire de Paris
Antoine Mérand - European Southern Observatory

Soutenue publiquement le 22 Octobre 2015 devant un jury composé de :

M. Gérard Rousset	Président
Mme Agnès Lèbre	Rapportrice
M. Laurent Eyser	Rapporteur
M. Martin Groenewegen	Examineur
M. Denis Mourard	Examineur
M. Benoît Mosser	Invité

"Les gens ont des étoiles qui ne sont pas les mêmes. Pour les uns, qui voyagent, les étoiles sont des guides. Pour d'autres elles ne sont rien que des petites lumières. Pour d'autres, qui sont savants, elles sont des problèmes. (...) Tu auras, toi, des étoiles qui savent rire!"

Le Petit Prince - Antoine de Saint-Exupéry

Remerciements

Ces trois années de thèse ont constitué pour moi une aventure très enrichissante, qui n'aurait pas été possible sans le soutien de certaines personnes que je tiens à saluer ici.

Mes remerciements vont tout d'abord à mes directeurs de thèse, Pierre Kervella et Antoine Mérand, qui ont su me guider avec beaucoup de pédagogie, de patience et de gentillesse. Grâce à eux j'ai pu vivre une expérience inoubliable et enrichir mes connaissances - autant sur le plan scientifique que sur les méthodes de la recherche en elle-même.

Je tiens à remercier mes rapporteurs de thèse, Agnès Lèbre et Laurent Eyer, qui ont lu le présent manuscrit avec attention et m'ont fourni un relevé minutieux des différentes erreurs qui s'y étaient glissées. Je remercie également les autres membres de mon jury : Gérard Rousset (qui a aimablement accepté d'en être le président), Martin Groenewegen, Denis Mourard et Benoît Mosser. J'ai été touchée par la confiance et le soutien qu'ils m'ont exprimé lors de ma soutenance.

Mes deux premières années de thèse se sont déroulées à l'ESO. Entre autres choses, ce fut pour moi l'occasion de découvrir l'environnement de travail passionnant de l'Observatoire du Mont Paranal, dans le désert d'Atacama. Je souhaite remercier le chef du bureau des sciences, Claudio Melo, qui m'a permis d'effectuer de nombreux séjours au VLT et de participer à plusieurs campagnes d'observations et conférences internationales. Pour son aide précieuse - dans des aspects administratifs comme personnels - j'ai une pensée très affectueuse pour Paulina Jirón. Mes remerciements vont également à Liz, ma marraine de thèse et amie, qui a toujours su me prêter une oreille attentive.

Durant ma troisième année de thèse j'ai été rattachée au LESIA, à l'Observatoire de Paris. Bien que n'ayant pas pu y passer beaucoup de temps, c'est un lieu que j'affectionne beaucoup et où je me suis toujours sentie très bien accueillie. J'aimerais remercier le directeur du LESIA, Pierre Drossart, pour m'avoir permis de prolonger mon séjour au Chili et d'assister à une conférence aux îles Canaries durant ma troisième année de thèse. Je remercie également l'administration du LESIA ; en particulier Cris Dupont, Sylvaine d'Estan et Claudine Colon, pour leur patience et gentillesse. Parmi les étudiants je salue tout particulièrement Miguel, pour ses nombreux conseils et visites guidées de l'Observatoire ; ainsi que Cateline, qui m'a rendu service à plusieurs reprises en se déplaçant pour moi à l'Université Paris-Diderot.

De l'école doctorale 127 je tiens à remercier Jacqueline Plancy et Jacques Le Bourlot, qui m'ont tous deux beaucoup aidée dans mes démarches administratives.

Je tiens également à remercier certains de mes collègues de travail. Je pense en particulier à Alexandre Gallenne, grâce à qui j'ai beaucoup appris sur la binarité des Céphéides ; Richard Anderson, qui m'a permis de prendre part à ses observations interférométriques de ℓ Car ; Nicolas Nardetto, pour m'avoir accueillie à Nice et expliqué avec beaucoup de pédagogie ses recherches sur le p -facteur ; Thibaut Paumard, grâce à qui j'ai pu faire des observations interférométriques avec les quatre télescopes de 8 m du VLTI ; et Anthony Soulain, avec qui j'ai eu plaisir à travailler et dont les recherches m'ont permis d'en savoir plus sur l'apport des parallaxes de *Gaia*.

Ma thèse fut également marquée par la naissance de nombreuses amitiés, qui en ont fait une expérience conviviale et agréable au quotidien. Je remercie en particulier Anna pour son soutien et les nombreux moments passés ensemble ; et Amy pour sa générosité et la complicité développée - notamment pendant les cours de danse de l'ESO.

Je ne pourrais conclure ces remerciements sans un mot sur ma famille : mes parents Jacqueline et René, et mes deux soeurs Mélanie et Chloé. Merci d'avoir toujours cru en mes rêves et de m'avoir soutenue au cours de cette aventure.

Table des matières

Remerciements	v
1 Introduction	1
1.1 L'échelle des distances cosmiques	2
1.1.1 Hubble et l'expansion de l'Univers	2
1.1.2 Mesurer des distances cosmiques : par quelles méthodes?	8
1.1.3 La constante de Hubble : principaux résultats et état de l'art	15
1.2 Les Céphéides, chandelles cosmiques	19
1.2.1 Généralités sur les Céphéides	19
1.2.2 La pulsation et le κ -mécanisme	24
1.2.3 La relation Période-Luminosité	26
1.3 Apport de l'interférométrie	31
1.3.1 Généralités sur l'interférométrie	31
1.3.2 Éléments théoriques	38
1.3.3 L'interférométrie et les mesures de diamètres	42
2 La méthode SPIPS	47
2.1 La méthode SPIPS	48
2.1.1 Contexte	48
2.1.2 Utilisation de SPIPS	50
2.1.3 Etat de l'art : Limites et biais actuels	63
2.2 Le facteur de projection	65
2.2.1 Explication générale	65
2.2.2 Principaux résultats de la littérature	69
2.2.3 Approche spectro-interférométrique	71
2.3 Vers une calibration de la méthode SPIPS	76
2.4 Liste non exhaustive des jeux de données utilisés au cours de ma thèse	77
2.5 Publication : Mérand et al. (2015)	80
3 Étude d'un cas particulier : κ Pavonis	91
3.1 Contexte et description de κ Pavonis	92
3.1.1 Les Céphéides de type II	92
3.1.2 Le cas particulier de κ Pavonis	93

3.2	Collecte des données	94
3.2.1	Interférométrie avec PIONIER	94
3.2.2	Données de vitesse radiale	104
3.2.3	Données photométriques	106
3.3	Application de SPIPS	109
3.3.1	Phasage général des données	109
3.3.2	Résultats du modèle et discussion	114
3.4	Publication : Breitfelder et al. (2015) <i>A&A</i> , 576 A64	119
4	Étude d'un échantillon de Céphéides galactiques de distance connue	129
4.1	Importance de l'échantillon	130
4.1.1	Observations HST	130
4.1.2	Importance de l'étude de la relation P- p	130
4.2	Campagne d'observations interférométriques	132
4.2.1	Données PIONIER	132
4.2.2	Données CHARA	138
4.3	Application de SPIPS et résultats	139
4.3.1	Généralités	139
4.3.2	Résultats individuels	143
4.4	Application de SPIPS à la Céphéide galactique RS Pup	153
4.4.1	RS Pup et ses étonnantes caractéristiques	153
4.4.2	Observations interférométriques avec PIONIER	157
4.4.3	Application de SPIPS	157
4.5	Analyse groupée des résultats	162
4.5.1	Remarques générales	162
4.5.2	Analyse des p -facteurs calculés	162
4.6	Publication : Breitfelder et al. (2015), <i>accepté pour publication dans le journal A&A</i>	166
5	Résultats complémentaires et perspectives avec <i>Gaia</i>	181
5.1	Céphéides galactiques observées avec PIONIER	182
5.1.1	Données interférométriques	182
5.1.2	Analyse avec SPIPS	188
5.2	...Et dans le futur ?	192
5.2.1	<i>Gaia</i> et les mesures de parallaxes	192
5.2.2	<i>Unlock Cepheids</i>	193
	Conclusion	197
A	Publications	199
A.1	Liste des publications référées en premier auteur	200
A.2	Liste des publications référées en co-auteur	201
A.3	Compte-rendus de conférences	206

Bibliographie	209
Résumé	227
Abstract	229

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	L'échelle des distances cosmiques	2
1.1.1	Hubble et l'expansion de l'Univers	2
1.1.2	Mesurer des distances cosmiques : par quelles méthodes?	8
1.1.3	La constante de Hubble : principaux résultats et état de l'art	15
1.2	Les Céphéides, chandelles cosmiques	19
1.2.1	Généralités sur les Céphéides	19
1.2.2	La pulsation et le κ -mécanisme	24
1.2.3	La relation Période-Luminosité	26
1.3	Apport de l'interférométrie	31
1.3.1	Généralités sur l'interférométrie	31
1.3.2	Éléments théoriques	38
1.3.3	L'interférométrie et les mesures de diamètres	42

1.1 L'échelle des distances cosmiques

1.1.1 Hubble et l'expansion de l'Univers

Des Univers-îles ?

Vers la fin du XVII^e siècle, on avait identifié dans le ciel un certain nombre d'objets de nature inconnue, que l'on appelait invariablement des "nébuleuses" de par leur aspect diffus. Entre 1771 et 1786, l'astronome français Charles Messier regroupa 110 de ces objets dans un catalogue ([Messier, 1781](#)) aujourd'hui encore utilisé comme référence (et bien connu des astronomes amateurs en quête de joyaux célestes faciles à observer à travers de petits télescopes), avec pour objectif de les séparer des comètes, qui constituaient l'objet premier de ses recherches. Ces "nébuleuses", comme on peut le voir sur les photos de la figure 1.1, sont en fait de différentes natures (Galaxies, nuages de gaz et de poussière, amas globulaires, nébuleuses planétaires, etc.), et l'on sait aujourd'hui qu'elles se trouvent toutes à des distances très différentes par rapport au Soleil. Ce n'était cependant pas le cas il y a un siècle, et elles furent à l'origine d'un grand débat sur la taille de l'Univers, qui culmina dans les années 20. À cette époque, la Voie Lactée avait déjà été identifiée comme étant un large disque d'étoiles (ayant ou non le Soleil pour centre, selon les interprétations), mais sa structure était encore assez mal connue. L'idée qu'elle engloberait tout l'Univers observable était cependant très répandue. Elle contiendrait donc tous les objets visibles dans le ciel : les planètes, les étoiles, et ces fameuses "nébuleuses" identifiées par Messier.

Cette idée était défendue en particulier par l'astrophysicien Harlow Shapley ([Shapley, 1919](#)). Celui-ci soutenait que ces objets devaient être relativement proches du Soleil, car des astronomes avaient pu mesurer le mouvement propre des étoiles les composant. Si ces objets étaient de taille comparable à la Voie Lactée et donc éloignés de plusieurs centaines de milliers d'années-lumière (à en juger par leur taille apparente), cela suggérerait une vitesse de rotation supérieure à la vitesse de la lumière, physiquement inexplicable. Ces observations étaient malheureusement erronées : on sait aujourd'hui que le mouvement propre de ces étoiles ne peut pas être décelé sur une aussi courte échelle de temps. L'argumentaire de Shapley s'appuyait également sur les novae observées dans certaines "nébuleuses". Si elles n'appartenaient pas à notre Galaxie, leur luminosité absolue devrait être absolument phénoménale comparé à ce que l'on avait pu observer jusque là dans la Voie Lactée. Cela s'explique bien sûr par un biais observationnel : on observe plus de novae dans notre Galaxie et de supernovae dans les galaxies lointaines. La différence entre nova et super-nova ne sera cependant établie qu'en 1930. Pour un autre groupe d'astronomes mené par Heber Curtis, certaines de ces mystérieuses "nébuleuses" se situaient effectivement au-delà des limites de notre propre Galaxie. Le philosophe et scientifique Emmanuel Kant avait eu cette intuition déjà un siècle auparavant lorsqu'il introduisit le concept d'"Univers-îles" ¹ ([Kant, 1755](#)).

1. *"Une nébuleuse n'est pas un unique et énorme soleil, mais un système de nombreux soleils, rassemblés en raison de leur distance dans un espace si étroit, que leur lumière, qui serait imperceptible pour chacun d'eux isolément, parvient, grâce à leur innombrable quantité, à produire une blancheur pâle et uniforme."*

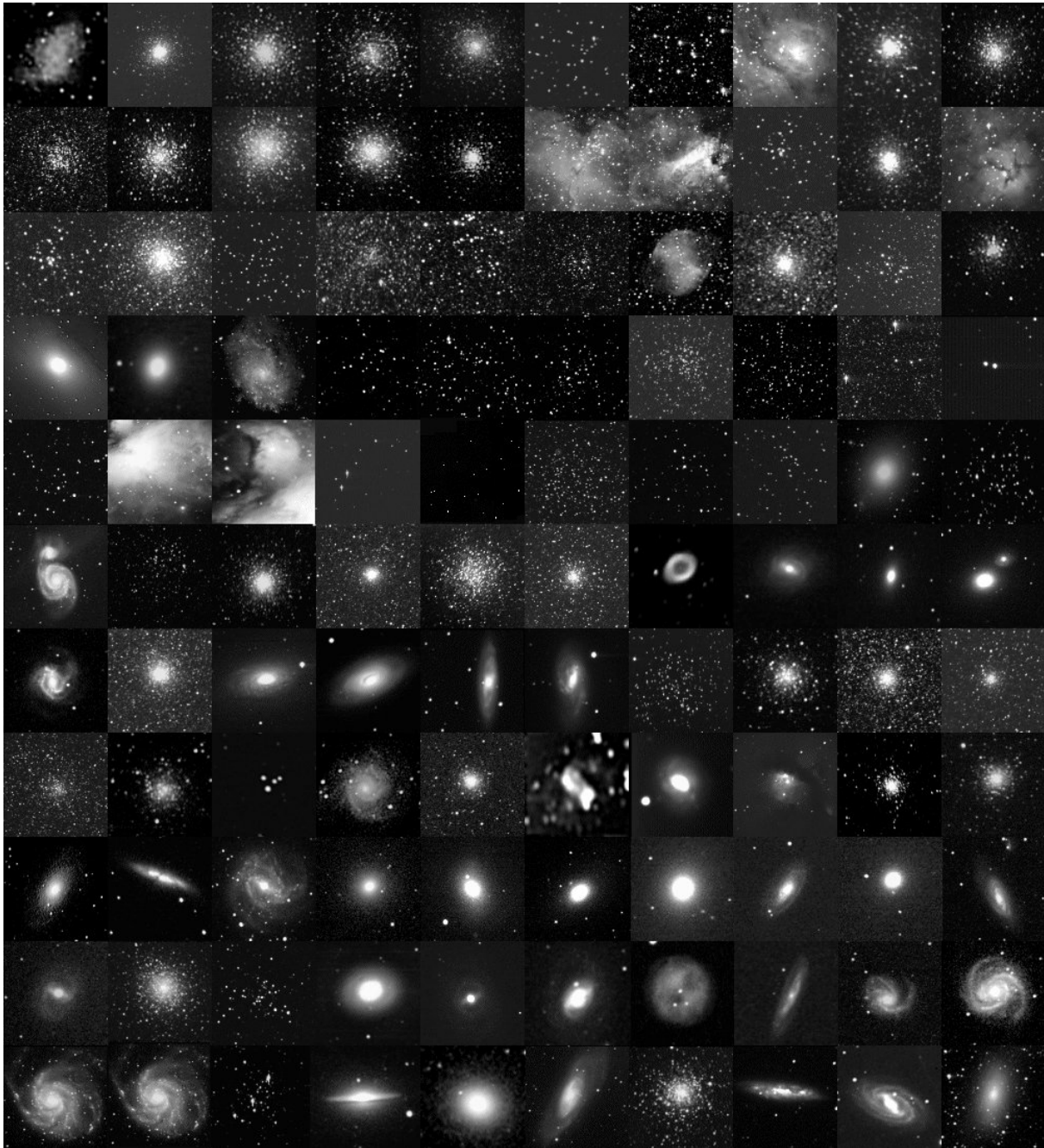


FIGURE 1.1 – Les 110 objets du catalogue Messier vus à travers un télescope amateur de 25 cm. **Crédit & Copyright** : P. Gitto.

Heber Curtis appuyait son argumentation sur les résultats obtenus par Vesto Slipher quelques années auparavant, et publiés par [Stromberg \(1925\)](#). Cet astrophysicien fut un des pionniers de la spectroscopie. Il fut notamment le premier à mettre en évidence un décalage dans les raies spectrales de certains objets, interprété d'après l'effet Doppler-Fizeau comme

étant une signature de leur vitesse radiale (Doppler and Studnica, 1903). Slipher observa certaines "nébuleuses spirales" du catalogue de Messier, et constata qu'il mesurait plus souvent un décalage vers le rouge qu'un décalage vers le bleu. Ces objets auraient donc une tendance systématique à s'éloigner de nous, et leur mouvement ne serait pas lié à celui de notre Galaxie. Ces résultats suggéraient non seulement la nature extra-galactique des énigmatiques "Univers-îles", qui ne seraient en fait pas liés gravitationnellement à notre Galaxie, mais également le phénomène d'expansion de l'Univers, qui ne sera établi que quelques années plus tard.

Hubble et la fin du Grand Débat



FIGURE 1.2 – *Photo de gauche* : Edwin Hubble observant à travers l'oculaire du télescope de 2.5 mètres de l'Observatoire du Mont Wilson, en 1937. **Crédit** : Margaret Bourke-White, The Life Picture Collection/Getty Images. *Photo de droite* : Le télescope "Hooker" de 2.5 mètres à l'Observatoire du Mont Wilson en Californie.

En 1912, l'astronome américaine Henrietta Leavitt observa un grand nombre de Céphéides dans les nuages de Magellan (Leavitt and Pickering, 1912). Elle mit en évidence une relation entre la luminosité absolue et la période de pulsation de ces étoiles géantes variables. Grâce à cette remarquable découverte, les Céphéides devinrent les premières chandelles standards connues, des astres dont les propriétés permettent d'en établir la distance. À partir de 1922, Edwin Hubble mena une importante campagne d'observations au télescope de 2,5 mètres (dit "Hooker") de l'observatoire du Mont Wilson, à cette époque le plus grand télescope du monde (voir les photos de la figure 1.2). Il identifia 22 Céphéides dans M33, la galaxie du Triangle et 12 dans M31, la fameuse galaxie d'Andromède (Le terme "galaxie" n'est cependant pas encore utilisé, on lui préfère le terme de "nébuleuse spirale"). Il pu grâce à cela mesurer leurs distances, et trouva pour les deux galaxies un résultat comparable d'environ 285 mille parsecs (pc) (Hubble, 1925). Ces mesures permirent de clore définitivement le Grand Débat des

années 20 et posèrent les premières pierres de notre compréhension moderne de la structure et de la taille de l'Univers. La distance de ces deux spirales est estimée aujourd'hui à environ 800 pc. L'erreur de Hubble (bien que ne changeant pas la conclusion de son travail) est probablement liée à la calibration encore incertaine de la relation Période-Luminosité des Céphéides et au fait de négliger le rougissement de la lumière lors de son passage au travers du milieu interstellaire. Son estimation est cependant remarquable, les techniques de photométrie de l'époque n'ayant pas la précision que l'on connaît aujourd'hui.

Hubble révolutionna à nouveau l'astronomie en 1929 en mettant en évidence l'expansion de l'Univers (Hubble, 1929). Depuis le début de ses observations au Mont Wilson, il avait pu mesurer les distances d'un grand nombre de Céphéides dans 24 "nébuleuses extra-galactiques" allant de notre voisinage jusqu'à l'amas de la Vierge. Pour chacune d'elles, une vitesse avait été publiée par Stromberg (1925). En comparant les résultats, Hubble put constater que plus les galaxies étaient éloignées, plus leur vitesse de fuite semblait importante. Cette relation - aujourd'hui connue sous le nom de "Loi de Hubble" - apporta la preuve de l'expansion de l'Univers. La figure 1.3 montre le graphique original tracé par le célèbre astronome. Cette découverte constitua un important élément de validation de la relativité générale d'Einstein, et permit l'émergence du modèle cosmologique du Big Bang, ce qui révolutionna complètement la vision de l'Univers, de son histoire et de sa structure. Il est à bien noter que cet éloignement apparent des galaxies ne correspond pas à un mouvement propre dans l'Univers, mais bien à une expansion globale de tout le "tissu" de l'Univers lui-même, comme le montre la figure 1.4. Le décalage spectral observé n'est donc pas exactement un effet Doppler-Fizeau classique, mais plutôt un étirement des ondes lumineuses lors de leur voyage dans l'espace en expansion. On parle communément de *décalage cosmologique vers le rouge*. Bien que donnant l'impression inverse, l'expansion n'a pas de centre, et serait perçue de la même façon par les éventuels habitants de n'importe quelle galaxie.

En nommant v la vitesse de récession des galaxies (autrement dit, leur vitesse d'échappement due à l'expansion de l'Univers) et d leur distance, la Loi de Hubble s'exprime très simplement de la façon suivante :

$$v = H_0 \cdot d \tag{1.1}$$

H_0 représente le taux d'expansion de l'Univers et s'appelle la *constante de Hubble*. On sait aujourd'hui que sa valeur se situe entre 70 et 75 km/s/Mpc, mais elle fait encore l'objet de nombreux débats et recherches, que l'on développera plus loin.

Deux anecdotes au sujet de la découverte de Hubble méritent d'être exposées ici :

- Lorsqu'il publia sa théorie de la relativité en 1915 (Einstein, 1915), Einstein avait lui-même réfuté la possibilité que l'Univers soit en expansion. Il introduisit dans ses équations un facteur correctif appelé "constante cosmologique", permettant de rester dans le cas particulier d'un univers statique. La constante cosmologique, abandonnée durant de nombreuses

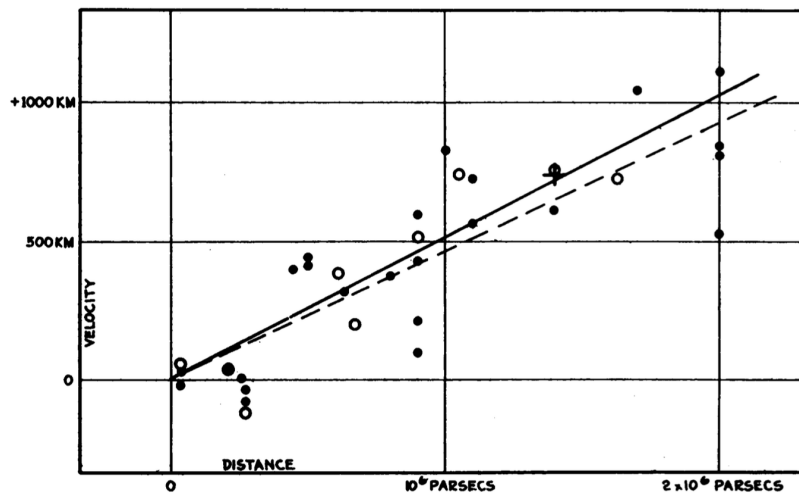


FIGURE 1.3 – Relation entre la distance et la vitesse des galaxies, tracée par Hubble dans son papier historique de 1929 (Hubble, 1929).

années, est aujourd'hui à nouveau introduite dans les équations d'Einstein. Elle est notamment utilisée pour expliquer l'accélération de l'expansion, mise en évidence par Perlmutter et al. (1999) et Riess et al. (1998).

- L'expansion de l'Univers avait en fait été prédite et vérifiée deux ans plus tôt par l'abbé et cosmologue belge Georges Lemaître, qui proposa d'ailleurs une première valeur historique de H_0 : 625 km/s/Mpc. Son article, publié en 1927, était malheureusement passé inaperçu pour avoir été écrit en français, mais on peut y lire : "*L'éloignement des nébuleuses extragalactiques est un effet cosmique dû à l'expansion de l'espace*" (Lemaître, 1927). Georges Lemaître publia une traduction anglaise en 1931 (Lemaître, 1931), mais il supprima les paragraphes statuant clairement de sa découverte d'une relation linéaire entre la vitesse et la distance des galaxies. Puisque Hubble était parvenu à la même conclusion que lui entre temps, il ne voyait pas l'intérêt de publier à nouveau ces résultats, et ne réclama jamais la paternité de la découverte (Livio, 2011). On lui associe cependant la découverte du modèle cosmologique du Big Bang, dont l'idée générale apparaît dans son papier de 1927 : "*Le rayon de l'univers croît sans cesse depuis une valeur asymptotique R_0 pour $t = -\infty$* ". On notera que Hubble, à la différence de Lemaître, ne mentionna pas clairement l'expansion de l'Univers dans son papier historique de 1929. Ce résultat découle cependant naturellement de ses observations.

Vers le Hubble Flow

La constante de Hubble que nous avons décrite plus haut peut être interprétée comme le taux d'expansion de l'Univers. Elle évolue avec le temps - on parle de "paramètre de Hubble" $H(t)$ -, mais est universelle à un instant donné. Il s'agit d'un paramètre fondamental en cos-

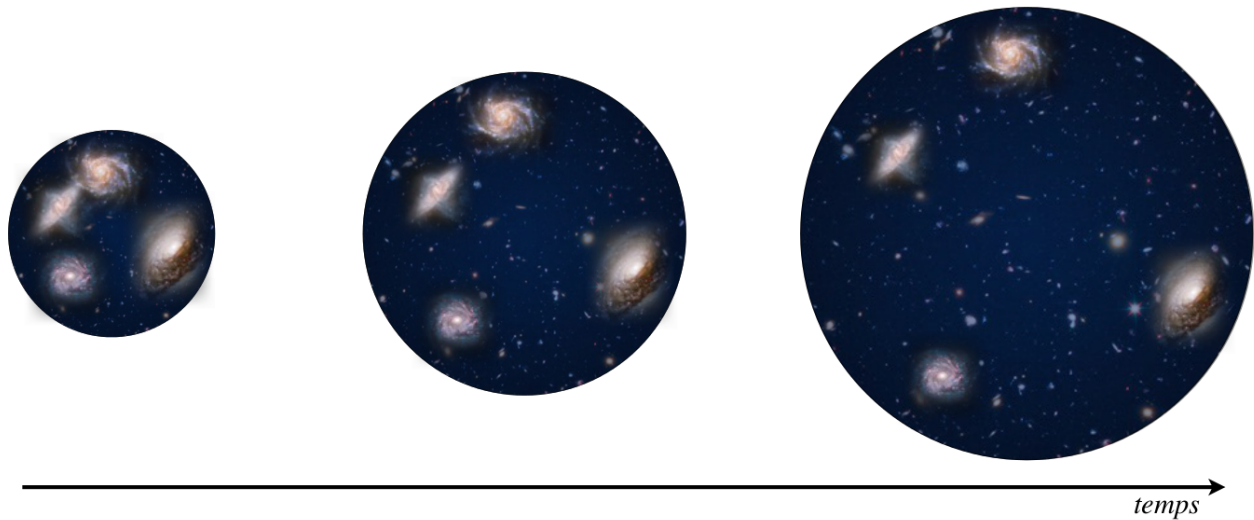


FIGURE 1.4 – L’expansion de l’Univers : comme un ballon qui gonfle. **Crédit des images astronomiques** : NASA, ESA, and The Hubble Heritage Team (STScI/AURA).

mologie, car il contribue à la description de l’histoire et de l’évolution de l’Univers. Pour le déterminer avec précision, il faut mesurer la vitesse (*via* le décalage vers le rouge) et la distance des galaxies. Cette première donnée ne pose pas de grande difficulté avec les techniques de spectroscopie actuelles. Cependant, on souhaite connaître uniquement la vitesse de récession des galaxies due à l’expansion, et non leur mouvement propre au sein d’un amas galactique. Le spectre de la galaxie d’Andromède par exemple, n’est pas décalé vers le rouge mais vers le bleu. Cette voisine se rapproche de nous, et l’on prévoit une collision dans quelques milliards d’années : elle ne serait donc d’aucune utilité dans la détermination de la constante de Hubble. Il nous faut observer des galaxies suffisamment éloignées pour que leur mouvement apparent soit dominé par l’expansion de l’Univers. Ces galaxies se trouvent dans ce que l’on appelle le *Hubble Flow*, et sont typiquement éloignées de plus de ~ 1000 Méga-parsecs (Mpc) du Soleil.

Malheureusement, il n’existe pas de technique directe permettant de mesurer de telles distances de façon absolue. Les méthodes utilisées pour atteindre le *Hubble Flow* ont besoin d’être calibrées au préalable grâce à des méthodes de mesure de distance plus locales. L’idée est donc de partir des étoiles les plus proches, et de remonter pas à pas vers le *Hubble Flow*, calibrant au fur et à mesure les techniques successives entre elles. C’est ce que l’on appelle des *échelles de distance*. Les principales méthodes utilisées pour mesurer des distances sont résumées dans le graphique de la figure 1.5.

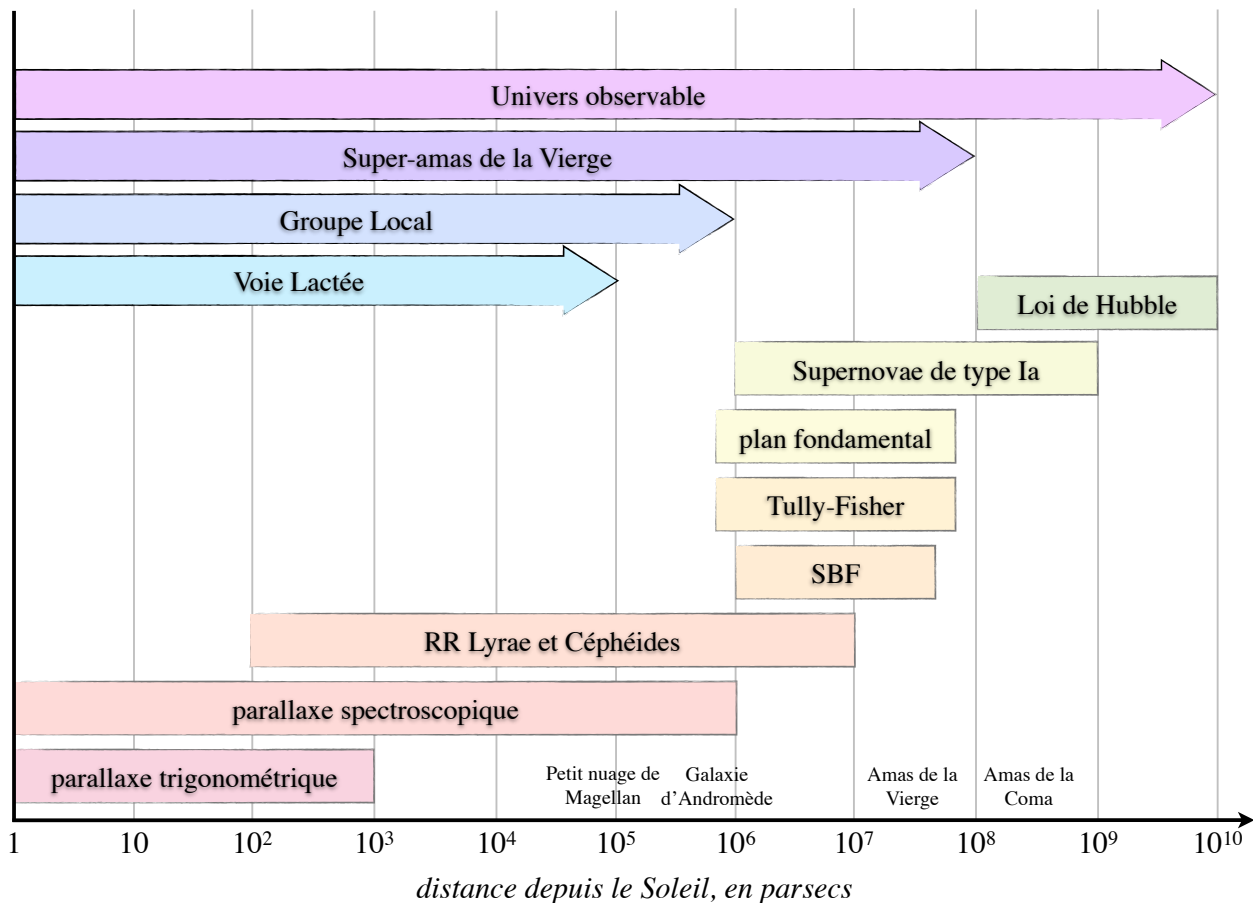


FIGURE 1.5 – Les principales méthodes de mesures de distances. Les initiales SBF signifient "Surface Brightness Fluctuations". En français : Fluctuations de brillance de surface.

1.1.2 Mesurer des distances cosmiques : par quelles méthodes ?

La parallaxe trigonométrique : Pour mesurer la distance des astres les plus proches, on utilise la "parallaxe annuelle" ou "parallaxe héliocentrique". Le mouvement de la Terre sur son orbite autour du Soleil induit sur le fond de ciel étoilé un mouvement apparent des étoiles les plus proches, comme l'illustre le schéma de la figure 1.6. En appliquant le théorème de Pythagore au triangle formé par la Terre, le Soleil et l'étoile, on peut écrire que : $\tan(\theta) \sim \theta = \text{distance(Terre-Soleil)}/\text{distance(Soleil-étoile)}$. En exprimant l'angle θ en radians, en posant que la distance entre la Terre et le Soleil vaut 1 unité astronomique (UA), et en appelant d la distance entre le Soleil et l'étoile, on peut simplifier cette expression :

$$d[UA] = 1/\theta[rad] \quad (1.2)$$

Le radian n'est pas une unité d'angle usuelle en astronomie, on lui préfère en général la seconde d'angle (ou "as", abréviation de l'anglais *arcsecond*) et ses dérivés, en autres la

minute et la milli-seconde d'angle. De plus, l'UA n'est pas vraiment adaptée aux mesures de distances stellaires. L'astronome britannique Herbert Hall Turner suggéra donc en 1913 d'introduire une nouvelle unité de distances : le parsec (**par**allaxe d'une **se**conde d'arc). Une étoile située à 1 pc aurait une parallaxe de 1 as, ce qui peut être résumé par l'équation suivante :

$$d[pc] = 1/\theta[as] \quad (1.3)$$

Le parsec représente la distance caractéristique séparant deux étoiles, ce qui en fait une unité de mesure très lisible (du moins à l'échelle à laquelle s'utilise la parallaxe), en plus d'être pratique. L'angle parallactique θ est très souvent désigné par la lettre grecque π .

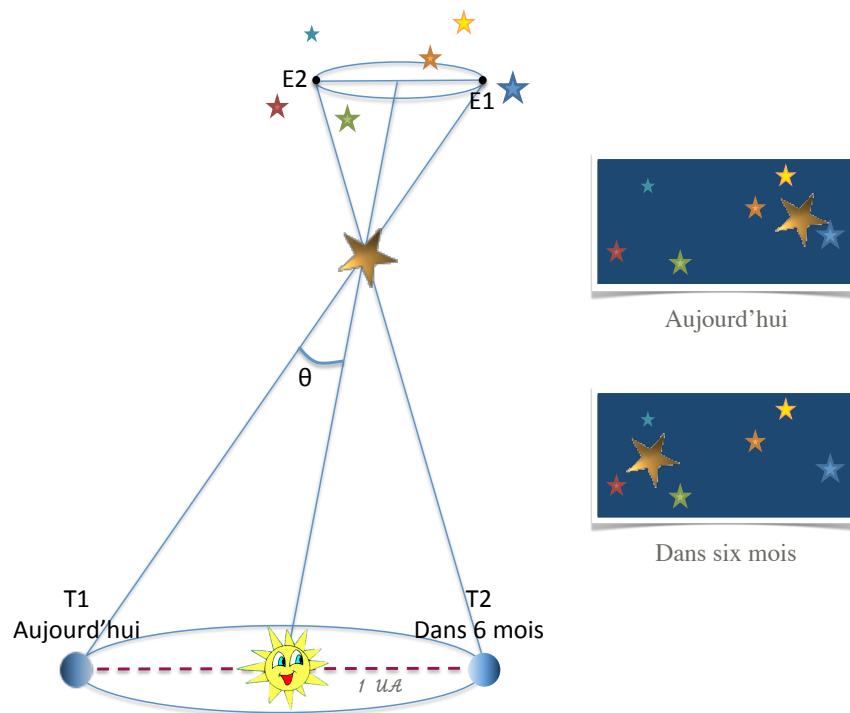


FIGURE 1.6 – Schéma simplifié de la parallaxe héliocentrique.

Les principaux instruments utilisés pour mesurer des parallaxes sont :

- ★ Le FGS (Fine Guidance Sensor) à bord du *Hubble Space Telescope*, qui permet de faire de l'astrométrie avec une précision allant jusqu'à 0.2 milli-seconde d'angle (mas) ;
- ★ Le satellite *Hipparcos* (1989 - 1993), qui a mesuré la parallaxe, le mouvement propre et la position de quelque 120000 étoiles de la Voie Lactée avec une précision allant de 2 à 4 mas ;

- ★ Le satellite *Gaia* - dont la mission est tout juste en train de commencer -, qui révolutionnera le monde de l'astrophysique en mesurant la parallaxe d'un milliard d'étoiles (soit environ 1% de la Voie Lactée) avec une précision allant typiquement de 5 à 25 micro-secondes d'angle (μas) : la même précision serait requise pour mesurer l'épaisseur d'un cheveu à 2000 km !

Dans le cas d'astres beaucoup plus proches de la Terre (en particulier les planètes), il suffit d'un petit déplacement de l'observateur pour voir un mouvement apparent sur le fond de ciel. On utilise alors la "parallaxe diurne" ou "parallaxe géocentrique". En se trouvant sur deux continents différents, ou en profitant de la rotation de la Terre sur elle-même au cours d'une journée, on peut déjà observer un effet de parallaxe. C'est de cette manière que Jean Richer et Jean-Dominique Cassini (astronome du roi Louis XIV) purent calculer la distance de Mars. Il profitèrent pour cela de l'opposition de 1672, lorsque la planète rouge se trouvait au plus proche de la Terre. Cassini observa l'astre depuis Paris et Richer l'observa depuis Cayenne, en Guyane. Annotant chacun la position dans le ciel et comparant ensuite leurs résultats, ils purent calculer la parallaxe de Mars, et par cette occasion se faire une meilleure idée des distances caractéristiques du système solaire.

La parallaxe spectroscopique : On nomme généralement "parallaxe" toute mesure qui consiste à comparer la taille linéaire d'un objet et l'angle sous lequel celui-ci est observé. Malgré son nom, la méthode que nous allons voir maintenant n'a pas grand chose à voir avec cela. Cette méthode concerne les étoiles dont la position dans le célèbre diagramme de Hertzsprung-Russel (ou plus simplement "diagramme HR", voir figure 1.7) peut être déterminée avec précision. Placer une étoile dans le diagramme HR requiert tout d'abord de connaître son *type spectral*. Celui-ci est désigné par une lettre : du plus chaud au plus froid on a O, B, A, F, G, K, M, L ou T². On précise en général un sous-type désigné par un chiffre allant de 0 (plus chaud) à 9 (plus froid). Le type spectral peut être obtenu grâce à une analyse photométrique, en mesurant par exemple la magnitude V et l'indice de couleur (B-V), ou grâce à l'identification de raies caractéristiques dans le spectre. Pour ensuite placer l'étoile verticalement dans le diagramme, il faut déterminer sa *classe de luminosité*, qui est liée à son stade évolutif. On a par exemple "V" pour les étoiles de la séquence principale, "III" pour les géantes, "I" pour les super-géantes, ou "D" pour les naines blanches. Cette information s'obtient également en observant le spectre stellaire. En effet, une plus grande gravité de surface entraîne un élargissement des raies spectrales. Une fois l'étoile placée dans le diagramme HR, on peut en déduire sa magnitude absolue (grâce à une calibration réalisée sur les étoiles proches *via* des catalogues de parallaxes comme par exemple celui de *Hipparcos*). Ensuite, une simple comparaison avec sa magnitude visuelle permet de déduire sa distance.

Les Céphéides et étoiles de type RR Lyrae : Comme nous l'avons vu brièvement dans la partie 1.1.1, les Céphéides peuvent être utilisées comme chandelles cosmiques grâce à la relation reliant leur période de pulsation P et luminosité absolue L . En effet, il existe un lien

2. qui peut se retenir grâce au célèbre moyen mnémotechnique : "Oh! Be A Fine Girl, Kiss My Lips Tenderly."

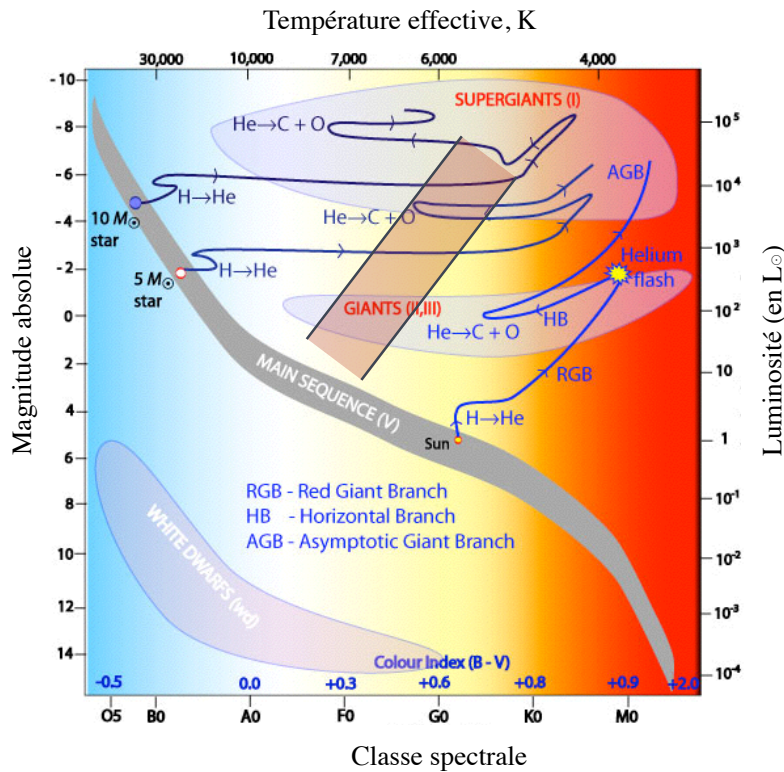


FIGURE 1.7 – Diagramme de Hertzsprung-Russel classant les étoiles en fonction de leur type spectral et de leur luminosité. **Crédit** : R. Hollow, CSIRO.

simple entre la luminosité absolue, la luminosité apparente (flux Φ reçu par l'observateur) et la distance d'un astre - connue dans ce cas comme *distance de luminosité*, D_L . Celle-ci est représentée dans le schéma simplifié de la figure 1.8, et peut s'exprimer de la façon suivante :

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi\Phi}} \quad (1.4)$$

En termes simples, l'observateur reçoit un flux d'autant plus atténué qu'il se situe à une grande distance de l'astre, car la luminosité émise par l'étoile est répartie sur une sphère imaginaire de plus en plus grande (ayant pour rayon la distance entre l'astre et l'observateur). Dans l'Univers local (non affecté par l'expansion de l'Univers), on peut considérer que la distance absolue et la distance de luminosité sont équivalentes.

Les Céphéides permettent de mesurer des distances allant jusqu'à quelques dizaines de Mpc (galaxies du groupe local), et sont communément utilisées pour calibrer l'échelle des distances extra-galactiques. Ces étonnantes étoiles feront l'objet de toute la partie 1.2 de l'introduction, c'est pourquoi nous n'en dirons pas plus pour le moment. En revanche, nous allons nous intéresser à un autre type d'étoiles aux caractéristiques semblables : les variables RR Lyrae.

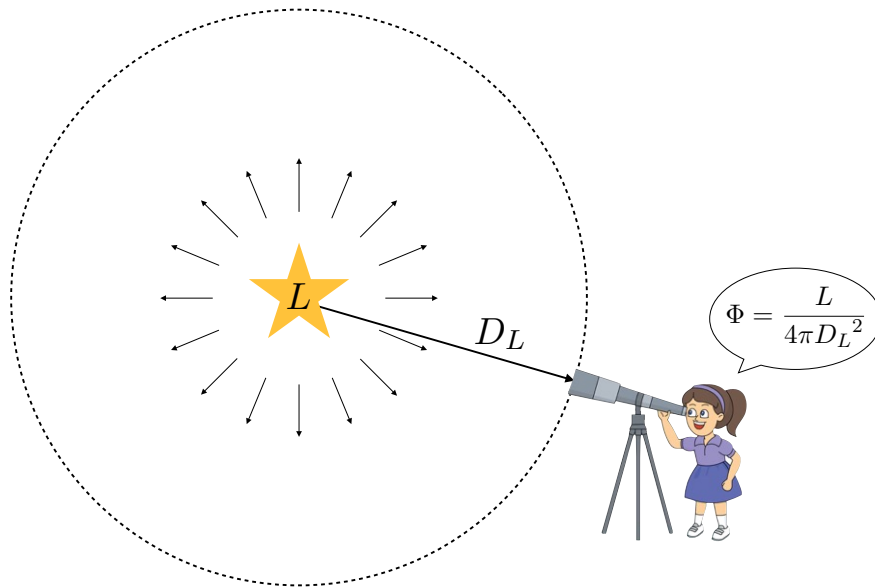


FIGURE 1.8 – L’observateur reçoit un flux d’autant plus atténué qu’il se situe à une grande distance de l’astre : c’est ce qui définit la *distance de luminosité*. **Crédit** : l’image de la fillette et du télescope a été fournie par le site <http://classroomclipart.com>.

Ces variables ont été nommées ainsi en référence à leur prototype, l’étoile RR de la constellation de la Lyre. Elles sont moins massives, moins lumineuses et plus pauvres en métaux que les Céphéides. Il en résulte qu’elles sont également statistiquement plus vieilles. Leur pulsation est régulière mais de plus courte durée que celle des Céphéides : en général seulement quelques heures. Les étoiles de type RR Lyrae suivent également une relation Période-Luminosité, mise en évidence pour la première fois par Longmore et al. (1986), et peuvent donc être utilisées comme chandelles cosmiques. En appelant la magnitude absolue M et le logarithme de la période de pulsation $\log(P)$, cette relation peut s’écrire sous la forme :

$$M = a \log(P) + b \quad (1.5)$$

Cette relation est particulièrement prononcée dans l’infrarouge proche et moyen, mais la pente a devient presque nulle dans le visible. On utilise alors une simple relation entre la magnitude absolue moyenne $\langle M_V \rangle$ et la métallicité $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Les variables RR Lyrae peuvent être observées à de hautes latitudes galactiques, contrairement aux Céphéides qui se concentrent principalement dans le plan de la Voie Lactée. Elles sont très présentes dans les amas globulaires et les galaxies naines gravitant autour de la Voie Lactée, et peuvent être observées jusqu’à des distances de plusieurs dizaines de kilo-parsecs (kpc). Elles permettent donc de cartographier la structure externe du halo galactique, d’en étudier les sous-structures (telles que les courants de marées), et d’en estimer la masse. À

titre d'exemple, [Drake et al. \(2013\)](#) utilisent les variables RR Lyrae pour dresser une carte du "courant du Sagittaire". Il s'agit d'un courant de matière s'étirant sur plus de 60 kpc dans le halo galactique, et s'étant formé par effet de marée gravitationnelle après le passage de la galaxie naine du Sagittaire. [Sesar et al. \(2013\)](#) utilisent les étoiles de type RR Lyrae pour étudier le "courant orphelin", et en déduisent - d'après des modèles orbitaux - la masse de la Galaxie comprise dans un rayon de 60 kpc.

[Ngeow et al. \(2014\)](#) proposent une revue très complète de l'état de l'art concernant les relations Période-Luminosité des Céphéides et des étoiles de type RR Lyrae.

Les Supernovae de type Ia : Les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont liées à l'explosion extrêmement énergétique d'une étoile de type naine blanche, lorsque la masse de celle-ci dépasse la limite de Chandrasekhar³ (environ $1.44 M_{\odot}$). Il n'y a pas de consensus quant au processus physique expliquant les SNe Ia. Le scénario le plus communément admis est celui d'une naine blanche augmentant sa masse par accrétion de matériel d'un compagnon de type géante rouge. Il pourrait également s'agir d'un système de deux naines blanches qui finiraient par fusionner. Dans les deux cas, l'augmentation de la masse entraîne une explosion libérant une énergie colossale, et la luminosité de l'astre peut temporairement dépasser celle de toute une galaxie. Comme l'explosion se produit à une masse précise, toutes les SNe Ia ont sensiblement la même courbe temporelle de luminosité, et on peut donc les utiliser comme chandelles standards. La relation entre leur magnitude et leur décalage vers le rouge nécessite cependant d'être calibrée, il faut pour cela mesurer précisément la distance absolue d'au moins quelques-unes d'entre elles, par exemple en s'aidant des Céphéides.

Les SNe Ia sont hautement impliquées dans la mesure de la constante de Hubble : elles sont tellement brillantes qu'on peut les détecter jusqu'à des distances de l'ordre de 1000 Mpc. Localement, la relation entre la magnitude (visuelle ou absolue) et le décalage vers le rouge de ces étoiles est linéaire et correspond tout simplement à la loi de Hubble (cela revient à supposer que dans un passé proche $H(t) \sim H_0$ - et que la distance est équivalente à la distance de luminosité). Mais à partir de quelques centaines de Mpc ceci n'est plus vrai, et l'analyse de l'éclat des SNe Ia doit prendre en compte un modèle cosmologique décrivant l'expansion de l'Univers. Les supernovae de type Ia constituent donc un outils très précieux pour retracer l'histoire de l'Univers.

L'observation de SNe Ia très éloignées et la modélisation de leur courbe magnitude-décalage vers le rouge (aussi appelée "diagramme de Hubble") permit à [Perlmutter et al. \(1999\)](#) et [Riess et al. \(1998\)](#) de mettre en évidence l'accélération de l'expansion, comme le montrent les graphiques de la figure 1.9. En effet, les données ne pouvaient pas être expliquées

3. Cette limite définit la masse maximale autorisant l'équilibre entre la gravitation et la pression de dégénérescence des électrons. Il s'agit donc de la masse maximale que peut avoir une naine blanche : un astre au coeur plus massif ne peut que s'effondrer en étoile à neutrons ou en trou noir. Lorsqu'une naine blanche se rapproche de cette masse critique, la combustion du carbone se ravive en son coeur et s'emballe sous l'effet de la pression. L'astre est alors vaporisé dans une explosion cataclysmique.

par un modèle d'Univers n'étant pas en expansion accélérée. Cette découverte bouleversa le monde de l'astronomie, et les deux chercheurs ainsi que leur collègue Brian Schmidt furent récompensés en 2011 par le prestigieux prix Nobel de physique.

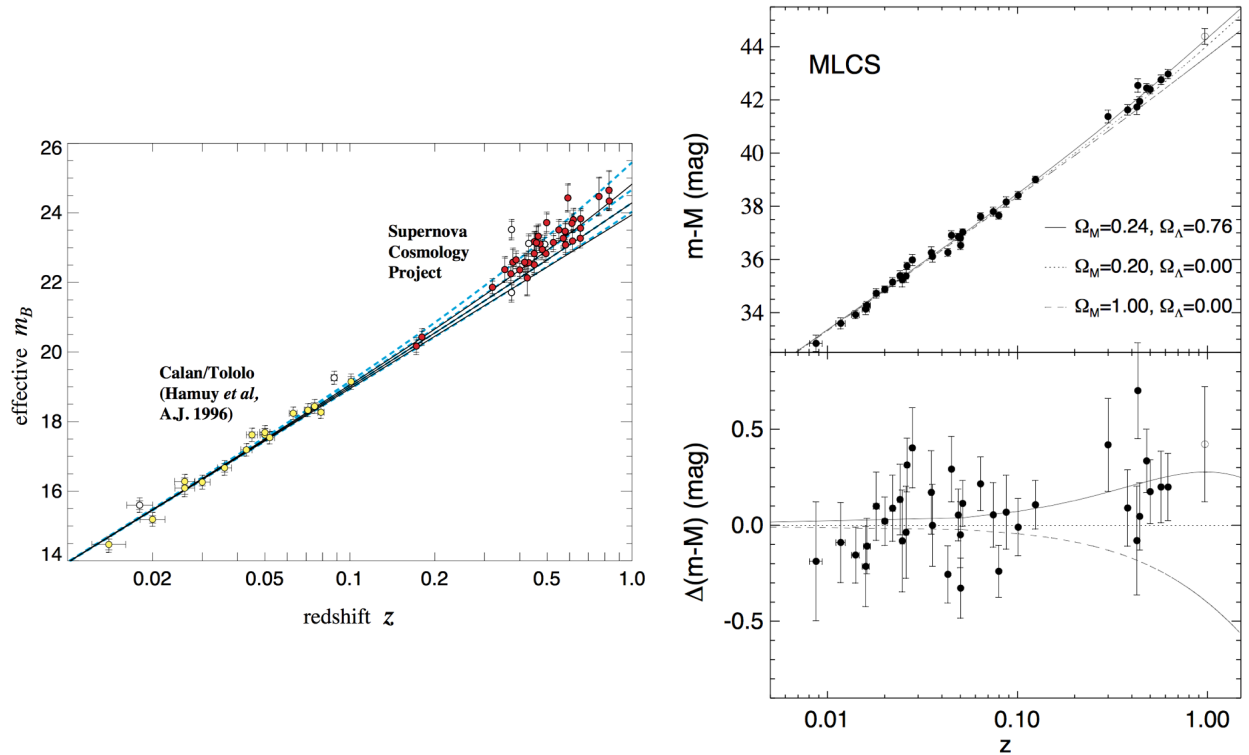


FIGURE 1.9 – "Diagrammes de Hubble" issus des papiers de [Perlmutter et al. \(1999\)](#) (à gauche) et [Riess et al. \(1998\)](#) (à droite). La déviation de la loi de Hubble observée pour les *redshifts* (décalages vers le rouge) élevés rend compte de l'accélération de l'expansion.

La relation de Tully-Fisher : En 1977, les astronomes R. Brent Tully et J. Richard Fisher mirent en évidence une relation empirique entre la vitesse de rotation des galaxies à disque (mesurée par la largeur des raies spectrales, en particulier celle de l'hydrogène neutre HI), et leur luminosité intrinsèque ([Tully and Fisher, 1977](#)). Cette relation permet de connaître la magnitude absolue des galaxies, et donc de mesurer leur distance. Réduire la dispersion de cette relation requiert une étude détaillée du champs de vitesse des galaxies considérées. Dans le cadre de la mesure de H_0 , cette technique est moins compétitive que celle des SNe Ia, qui est plus directe et permet de sonder les mêmes échelles de distance. La loi de Tully-Fisher reste cependant un outils précieux pour l'étude et la compréhension de la structure des galaxies et des halos de matière noire.

La méthode du plan fondamental : Le plan fondamental définit la surface sur laquelle se place une galaxie elliptique dans l'espace à trois dimensions formé par les trois paramètres

que sont sa brillance de surface moyenne, son rayon effectif, et sa dispersion de vitesses. Ces différents paramètres galactiques sont liés entre eux et on peut en déduire des lois empiriques. Par exemple, il existe un lien entre la taille linéaire des galaxies elliptiques et leur brillance de surface moyenne. Cela fait sens : plus une galaxie est grande, plus elle est brillante. On peut alors utiliser les propriétés de la parallaxe (comparaison de la taille linéaire et de la taille angulaire observée) pour en déduire la distance. De même, il existe une relation empirique (cousine de la relation de Tully-Fisher énoncée plus haut) faisant le lien entre la luminosité absolue d'une galaxie elliptique et la dispersion de vitesse des étoiles qui la composent. En connaissant la luminosité absolue et en la comparant à la luminosité apparente, on peut également en déduire la distance de l'objet.

La méthode des fluctuations de brillance de surface (SBF) : Cette méthode (dont l'acronyme vient du nom anglais *surface brightness fluctuations*), s'appuie sur le fait que chaque élément de résolution spatiale de l'image d'une galaxie contient un nombre fini d'étoiles. Sa variation d'un élément de surface à l'autre entraîne une fluctuation apparente de luminosité, qui peut être utilisée pour estimer la distance de la galaxie. Essayons de comprendre qualitativement le fonctionnement général de la méthode SBF. Une galaxie plus lointaine contient statistiquement plus d'étoiles par unité d'angle solide (ce nombre évoluant avec le carré de la distance, d^2), mais chaque étoile sera également moins lumineuse (l'énergie se répartissant sur la sphère de rayon d , la luminosité apparente varie donc selon d^{-2}). Par conséquent, la mesure du flux est indépendante de la distance. En revanche, l'amplitude des variations de flux observées d'un élément de surface à l'autre varie elle à l'inverse de la distance (en d^{-1}), et peut donc être utilisée comme un indicateur de distance. En termes simples, la méthode SBF exploite la propriété observationnelle suivante : plus une galaxie est éloignée, plus elle apparaît "lisse" et de luminosité uniforme. On mesure en général les fluctuations de brillance de surface en calculant leur spectre de puissance. Celui-ci ne peut s'obtenir qu'en ayant un bon *a priori* sur la distribution de luminosité réelle de l'objet considéré, ce qui a malheureusement tendance à écarter les galaxies dont la structure est plus complexe, en particulier les spirales. La méthode SBF suppose que toutes les étoiles émettent plus ou moins le même flux. Les galaxies contenant une population stellaire homogène (comme par exemple les elliptiques, qui contiennent en majorité des étoiles de population II), sont donc particulièrement bien adaptées à cette approche.

1.1.3 La constante de Hubble : principaux résultats et état de l'art

Mesures directes dans l'Univers local

La méthode des échelles de distance est à l'origine d'une grande variété de projets différents visant à mesurer la constante de Hubble H_0 . À travers le programme *Supernovae and H0 for the Equation of State* (SH0ES), [Riess et al. \(2011\)](#) calibrent la distance de SNe Ia grâce aux Céphéides présentes dans leurs galaxies hôtes. Le premier barreau de l'échelle est calibré quant à lui grâce à des Céphéides contenues dans la galaxie à maser NGC 4258, dont la distance peut être mesurée de façon directe et qui joue donc le rôle "d'ancre" cosmique. Ils utilisent éga-

lement un échantillon de Céphéïdes galactiques de parallaxe connue, ainsi que les Céphéïdes du Grand Nuage de Magellan. Grâce à cette multi-calibration, ils mesurent la constante de Hubble avec une précision jamais atteinte auparavant : $H_0 = 73.8 \pm 2.4$ km/s/Mpc, soit seulement 3% d'erreur. Associée aux résultats du satellite *WMAP*⁴, la constante de Hubble permet de contraindre les valeurs de certains paramètres du modèle cosmologique, comme le montre la partie droite de la figure 1.10. Ce graphique permet de se rendre compte de l'apport que représenterait une mesure de H_0 à l'ordre du pourcent.

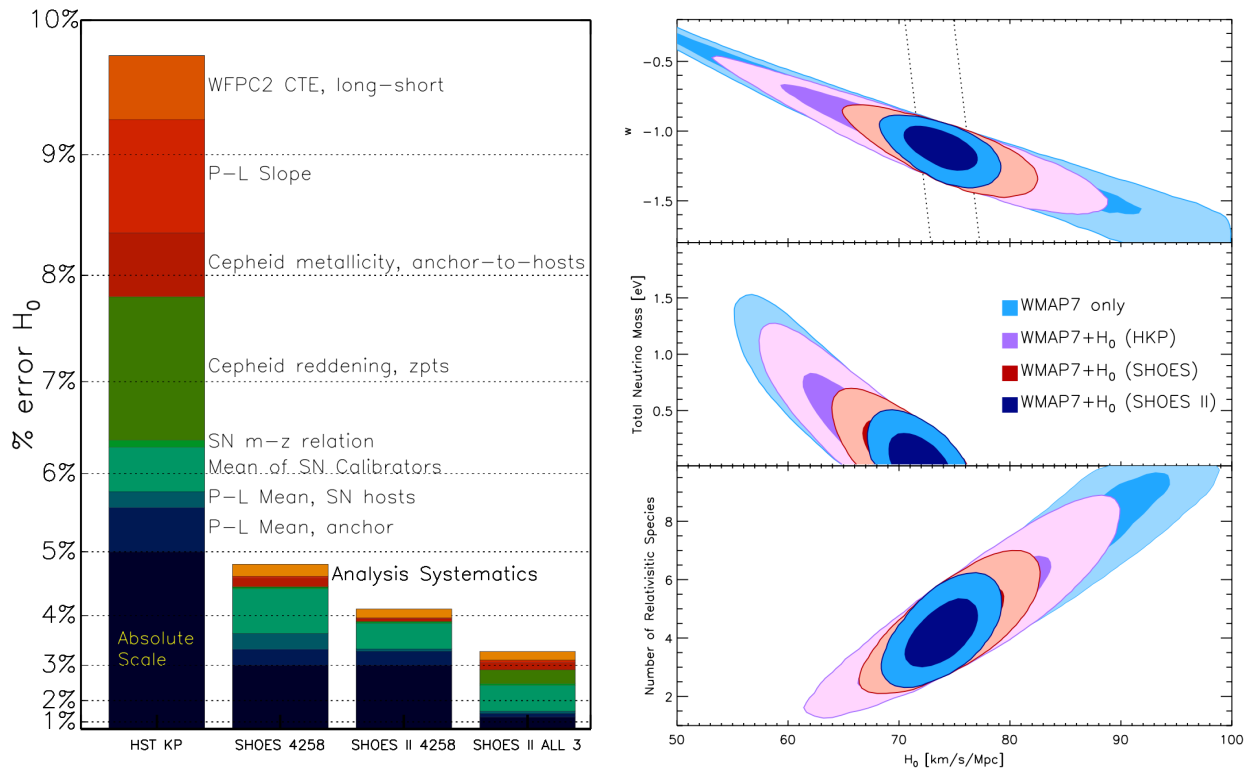


FIGURE 1.10 – Résultats du programme SH0ES, issus de [Riess et al. \(2011\)](#). À gauche : bilan global de l'erreur propagée sur la mesure de H_0 . À droite : Contraintes obtenues sur les valeurs de trois paramètres cosmologiques (de haut en bas : le paramètre de l'équation d'état de l'énergie sombre ω , la masse totale des neutrinos, et le nombre total d'espèces de neutrinos), en associant la valeur de H_0 et les résultats de *WMAP*.

Dans le résultat du programme SH0ES, la contribution des Céphéïdes constitue la moitié du bilan global d'incertitude, comme le montre la partie gauche de la figure 1.10. Il est donc indispensable d'approfondir l'étude de ces objets. C'est l'approche adoptée par le *Hubble Carnegie Programm* (HCP), qui utilise des données infrarouges du satellite *Spitzer* pour déterminer le point-zéro de la relation Période-Luminosité des Céphéïdes. Les observations infrarouges permettent de réduire l'erreur systématique : la loi de Henrietta Leavitt est en effet

4. Wilkinson Microwave Anisotropy Probe

moins dispersée dans ces longueurs d'ondes, car moins sensible aux variations de métallicité et aux effets de rougissement interstellaire. À travers ce programme, [Freedman et al. \(2012\)](#) aboutissent à une valeur de $H_0 = 74.3 \pm 0.4_{\text{stat}} \pm 2.1_{\text{sys}}$ km/s/Mpc. Ce projet était en fait la continuation et une amélioration des résultats du *Hubble Space Telescope Key Project*, qui fait usage des Céphéides pour calibrer différents indicateurs secondaires de distance (les SNe Ia, la loi de Tully-Fisher, les Supernovae de type II et la méthode du plan fondamental). En 2001, l'équipe publie la valeur de $H_0 = 72 \pm 8$ km/s/Mpc, obtenue en combinant ces différentes échelles de distance ([Freedman et al., 2001](#)).

La constante de Hubble et le fond diffus cosmologique

La constante de Hubble peut également être calculée à partir des observations du *fond diffus cosmologique*⁵ (ou CMB, pour *Cosmic Microwave Background*). Cette gravure des premiers instants de l'Univers révèle d'infimes inhomogénéités, des "grumeaux" primordiaux qui auraient donné naissance aux Galaxies. Ajuster les données du CMB à l'aide d'un modèle permet de déduire des paramètres cosmologiques fondamentaux tels que la constante de Hubble ou le paramètre de l'équation d'état de l'énergie sombre, ω . En ajustant les données du satellite *Planck* au modèle Λ -CDM (de l'anglais Λ *Cold Dark Matter*), le consortium de *Planck* déduit $H_0 = 67.8 \pm 0.9$ km/s/Mpc, $\omega = -1.006 \pm 0.045$ ($\omega = -1$ serait la signature d'un Univers plat, mais la barre d'erreur ne permet pour le moment pas de conclure!) et le nombre d'espèces de neutrinos $N_{\text{eff}} = 3.15 \pm 0.23$ ([Planck Collaboration et al., 2015](#)). Il convient cependant de garder à l'esprit que ces valeurs ne sont pas purement observationnelles, elles n'ont de sens que dans le cadre du modèle Λ -CDM.

Conclusion sur la nécessité d'améliorer toutes les méthodes

L'expansion accélérée de l'Univers est décrite dans les équations de la relativité par la *constante cosmologique*, Λ . On l'appelle communément *énergie sombre* en raison de sa nature inconnue. On associe à l'énergie sombre le paramètre de son équation d'état, ω , formellement défini comme le rapport entre la pression et la densité d'énergie de Λ . Ce paramètre est d'une importance fondamentale car il nous informe sur la géométrie et l'évolution de l'Univers. $\omega = -1$ est la valeur attendue dans le modèle cosmologique Λ -CDM, le plus communément utilisé pour décrire notre Univers observable. Dans d'autres modèles (dits *de quintessence*), Λ évolue avec le temps et la valeur de ω serait alors légèrement inférieure ou supérieure à -1 . Ce paramètre cosmologique peut être mesuré notamment grâce aux SNe Ia, et serait extrêmement contraint par une mesure de H_0 à l'ordre du pourcent. Une telle mesure permettrait également de mieux contraindre le nombre d'espèces de neutrinos, ou encore la courbure de l'Univers. Elle aurait donc un impact fondamental en cosmologie. Cet objectif semble réalisable dans les années à venir ([Suyu et al., 2012](#); [Freedman and Madore, 2010](#)), mais à

5. Il s'agit de la première lumière diffusée dans l'Univers, lors du découplage de la matière et de la radiation. Comme résultat de l'expansion de l'Univers, les photons issus du fond diffus cosmologique ont perdu énormément d'énergie au cours de leur voyage jusqu'à nous, c'est pourquoi ils ne sont observables aujourd'hui que dans le domaine des micro-ondes.

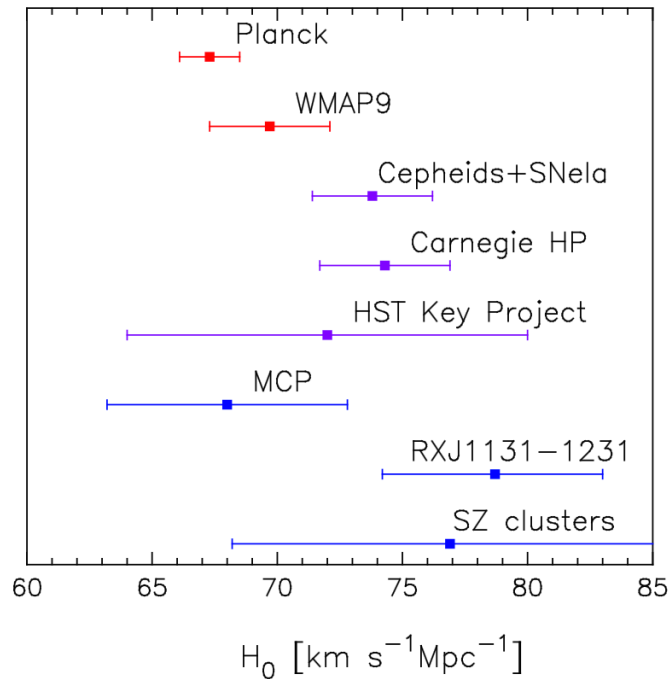


FIGURE 1.11 – Comparaison des valeurs récentes de H_0 (Planck Collaboration et al., 2014). En rouge, les valeurs provenant de l'analyse des données cosmologiques de *WMAP* et *Planck*, en violet les valeurs de Riess et al. (2011) (SH0ES), Freedman et al. (2012) (HCP) et Freedman et al. (2001) (*Hubble Space Telescope Key Project*), et en bleu les valeurs obtenues par d'autres mesures directes.

condition d'améliorer la précision et la justesse de toutes les différentes méthodes de mesure. En effet, elles doivent servir entre elles de moyens de vérification de la présence d'éventuels biais de mesure non contrôlés. La tension de 2σ qui existe entre les valeurs mesurées dans l'Univers local et les valeurs issues de la cosmologie (que l'on peut voir sur le graphique de la figure 1.11) pourrait en particulier révéler un chaînon manquant dans notre compréhension de l'évolution de l'Univers, un aspect physique non compris et/ou non pris en compte. La précision actuelle ne permet cependant pas encore de conclure catégoriquement sur un désaccord entre les différentes mesures, on est "dans le bruit". On notera qu'il est important d'avancer conjointement à travers ces deux approches inverses mais complémentaires : partir d'un modèle cosmologique pour en déduire H_0 , ou partir d'une valeur observationnelle de H_0 pour en déduire des contraintes sur le modèle cosmologique.

1.2 Les Céphéides, chandelles cosmiques

1.2.1 Généralités sur les Céphéides

Paramètres stellaires et stade évolutif

Les Céphéides (on parle aussi de la "classe des δ Cephei") sont des étoiles géantes ou super-géantes jaunes notamment connues pour leur variabilité et leurs propriétés de chandelles cosmiques. Elles doivent leur nom au prototype δ Cephei, quatrième étoile la plus brillante de la constellation de Céphée, découverte en 1784 par l'astronome amateur John Goodricke. Historiquement, cette étoile fut en fait la seconde Céphéide à avoir été découverte : l'astronome Edward Pigott, ami de Goodricke, avait en effet remarqué quelque peu auparavant le même type de variabilité en observant l'étoile η Aql (Pigott, 1785). À cette époque l'étoile était désignée sous le nom de η Antinoi, car elle faisait partie de la constellation Antinoüs, officiellement supprimée par l'Union Astronomique Internationale en 1930.

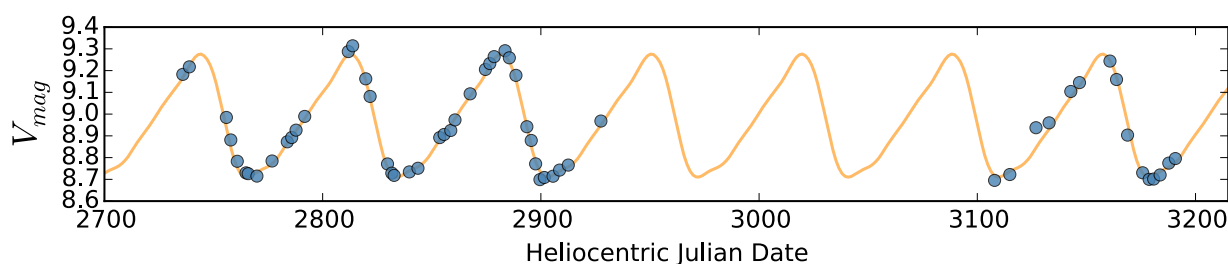


FIGURE 1.12 – Courbe de lumière typique d'une Céphéide classique. Les données (en bleu) sont des magnitudes visibles de l'étoile S Vul, la Céphéide galactique de plus longue période connue (environ 68.6 jours), provenant du catalogue ACVS (*The ASAS Catalogue of Variable Stars* : <http://www.astrouw.edu.pl/asas/?page=acvs>).

Les Céphéides sont des étoiles jeunes car relativement massives, mais à un stade avancé de leur vie. Elles ont doré et déjà quitté la séquence principale et brûlent l'hélium de leur noyau pour en faire un mélange de carbone et d'oxygène inertes. Ces géantes ont une masse généralement comprise entre 3 (pour les plus courtes périodes) et 15 masses solaires (pour les plus longues périodes), et une luminosité allant de quelques centaines à plusieurs dizaines de milliers de fois celle du Soleil. L'amplitude de variation en magnitude visuelle est assez importante : entre 0,5 et 2 magnitudes. Les Céphéides sont des étoiles relativement brillantes, ce qui les rend facilement observables aussi bien dans la Voie Lactée que dans d'autres galaxies du groupe local.

Les Céphéides sont rassemblées dans une région relativement étroite du diagramme HR que l'on nomme "bande d'instabilité" (voir schéma 1.13). Les étoiles qui s'y trouvent ont des paramètres stellaires favorables à la mise en place d'un mécanisme d'instabilité donnant lieu à différents types de variabilité. On y trouve donc les Céphéides (qui pulsent grâce au

κ -mécanisme que nous décrirons plus tard), mais également d'autres familles de variables comme par exemple les δ Scuti, ou les RR Lyrae (dont nous avons brièvement parlé dans la Section 1.1.2). Les étoiles susceptibles de passer dans la bande d'instabilité ont toutes quitté la séquence principale et se trouvent dans leur phase de géante ou de super-géante. Juste avant le déclenchement de la fusion de l'hélium au coeur, la température de l'étoile chute en raison de l'absence de source énergétique, ce qui pour conséquence l'expansion des couches externes de l'atmosphère, et la contraction du coeur sous l'effet de la gravité. Lors de cette phase, toutes les étoiles passent une première fois dans la bande d'instabilité. Cela se produit cependant sur une échelle de temps trop rapide pour rendre possible (ou du moins probable) l'observation d'une étoile à ce stade de son évolution.

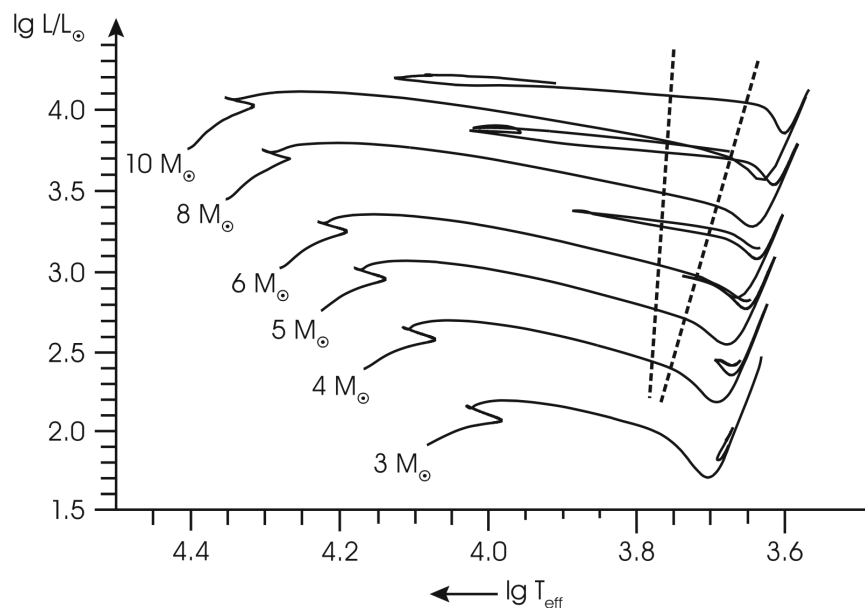


FIGURE 1.13 – Diagramme HR et chemins évolutifs depuis la séquence principale jusqu'à la fin de la phase de combustion de l'hélium pour des étoiles de différentes masses initiales. La bande d'instabilité est délimitée par les lignes en tirets. Ce schéma est extrait du livre *Stellar Structure and Evolution* (Kippenhahn et al., 2012).

Lorsque la fusion de l'hélium est enclenchée et si celle-ci est suffisamment efficace (cas des étoiles de masse $M > 4 - 5M_{\odot}$), la température de l'étoile augmente à nouveau, ce qui a pour conséquence un déplacement vers le bleu dans le diagramme HR, et un nouveau passage dans la bande d'instabilité, cette fois beaucoup plus long. L'étoile se refroidit à nouveau lorsque la combustion de l'hélium s'essouffle, créant ainsi un troisième passage dans la bande d'instabilité. Cet aller-retour dans le diagramme HR s'appelle une "boucle bleue" (plus communément en anglais : *blue loop*). Une fois le coeur converti en carbone et oxygène inertes, on peut assister à une combustion de l'hélium en couches autour du noyau, qui peut donner lieu à une deuxième boucle bleue, et éventuellement deux nouveaux passages dans la bande d'instabi-

lité. Ceux-ci sont cependant rarement observés, en raison de la courte durée de vie des étoiles concernées et du faible temps passé dans cette phase de combustion. La grande majorité des Céphéides observées sont donc dans leur second ou troisième passage de la bande d'instabilité.

Les Céphéides pulsent de façon radiale, sur un ou plusieurs modes en même temps, et leur cycle est en général très régulier sur plusieurs années. On recense dans la Voie Lactée et les nuages de Magellan près de 3000 Céphéides, allant de ~ 1 à plus de 200 jours de période. Les plus longues périodes sont des étoiles massives de plus de $10 M_{\odot}$, elles sont donc plus rares du fait de leur courte durée de vie. Elles sont cependant plus lumineuses, et peuvent donc être décelées très loin. Ces étoiles sont donc d'une grande importance dans la problématique de l'échelle des distances cosmiques. Certaines Céphéides, plutôt rares dans la Galaxie, ne pulsent pas sur le mode fondamental mais sur la première harmonique. Leurs courbes de lumière sont en général d'amplitude plus faible, et presque sinusoïdales. On les appelle pour cela les *s*-Céphéides.

Binarité

Une part relativement importante de la population des Céphéides est connue pour faire partie d'un système multiple : on dénombre environ 60% de binaires parmi les Céphéides galactiques (Szabados, 2003; Neilson et al., 2015), la seconde composante étant en général une étoile chaude de la séquence principale. Si le flux de la Céphéide domine dans le visible, le compagnon peut néanmoins être étudié de manière isolée s'il domine dans des longueurs d'ondes plus courtes. Cela peut permettre sa caractérisation en température et donc en luminosité absolue (*via* une calibration de la ZAMS : *zero-age main sequence*), dont découle la luminosité absolue de la Céphéide et la distance du système. Nancy Evans (entre autres) a mené une étude extensive des Céphéides binaires (Evans, 1991, 1992b, 1994, 1995), en particulier grâce à l'étude de spectres provenant du satellite *International Ultraviolet Explorer*. Ces systèmes sont d'un grand intérêt pour mieux comprendre l'évolution des Céphéides. Un exemple est donné à la figure 2.10 d'une courbe de vitesse radiale de la Céphéide FF Aql, obtenue avant et après correction de l'effet du compagnon.

Outre la spectroscopie, on peut également se servir de l'interférométrie pour détecter et suivre des compagnons proches (ayant une séparation inférieure à environ 50 mas), qui ne peuvent être résolus par de simples télescopes. Ces observations permettent de mesurer la distance du système, grâce à une méthode appelée la "parallaxe orbitale" : en comparant la séparation angulaire des deux composantes et leur séparation physique (connue grâce à une modélisation d'orbite de la courbe de vitesse radiale), on calcule la distance de manière géométrique. Des données interférométriques étalées sur plusieurs années permettent une caractérisation complète de l'orbite, et donc la détermination de tous les paramètres du système, dont la masse absolue des deux composantes (Gallenne et al., 2013b, 2014c).

Cette méthode est particulièrement intéressante pour avancer sur le "paradoxe des masses" : les modèles évolutifs donnent pour les Céphéides des masses plus élevées (d'environ 5%) que

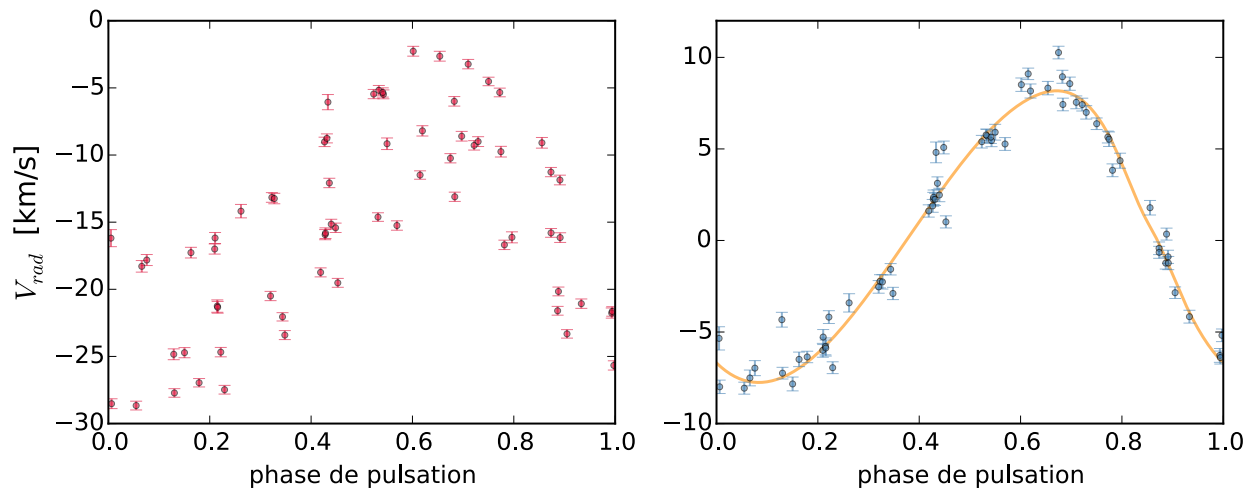


FIGURE 1.14 – Courbe de vitesse radiale de la Céphéide FF Aql (4.47 jours de période), obtenue avant (en rouge) et après (en bleu) la correction du mouvement orbital. Les données sont issues de [Gorynya et al. \(1998\)](#). La courbe jaune est une simple modélisation des données grâce à une série de Fourier d’ordre 3.

les modèles de pulsation. Jusque-là, seuls quelques systèmes binaires de Céphéides ont permis une détermination absolue de leur masse. L’étoile Polaire, une Céphéide atypique de faible amplitude, fut la première à entrer dans cette catégorie, grâce à la détection visuelle de son compagnon par le *Hubble Space Telescope* et le suivi de son mouvement orbital sur 1 an ([Evans et al., 2008](#)). Le *Projet Araucaria*⁶ a permis de nouvelles mesures de masses dynamiques grâce à l’étude de données OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*⁷) et la détection de nombreux systèmes binaires à éclipse dans le Grand Nuage de Magellan. La masse absolue de la Céphéide contenue dans le système OGLE-LMC-CEP-0227 ([Pietrzyński et al., 2010](#)) put être déterminée avec une incertitude de seulement 1%. Les auteurs trouvèrent un résultat en accord avec les prédictions des modèles de pulsation, confirmant ainsi la fiabilité de ces derniers. La Céphéide du système binaire OGLE-LMC-ECL-1812 vint renforcer ces résultats, avec une masse déterminée à 1.5% de précision ([Pietrzyński et al., 2011](#)). S’ajoutent à la liste les deux *s*-Céphéides du système binaire à éclipse OGLE-LMC-CEP-1718 ([Gieren et al., 2014](#)). Ce système est par ailleurs d’un grand intérêt de par son existence même, qui questionne les modèles d’évolution stellaire. Enfin, une masse fut récemment déterminée pour la *s*-Céphéide du système binaire à éclipse OGLE-LMC-CEP-2532, avec une précision de 3% ([Pilecki et al., 2015](#)).

6. Le *Projet Araucaria* a pour but scientifique de mieux calibrer l’échelle des distances cosmiques jusqu’à quelques Méga-parsecs. Il est mené par l’astronome Wolfgang Gieren et regroupe des chercheurs du Chili, d’Europe et des États-Unis. Pour plus d’informations, le lecteur pourra consulter la page <https://sites.google.com/site/araucariaproject/home>.

7. Ce projet visant à détecter des effets de lentille gravitationnelle se base sur une recherche systématique de transits dans les nuages de Magellan et le bulbe galactique. Ses données proviennent principalement de l’observatoire de *Las Campanas* au Chili, et sont utilisées dans de nombreux champs de l’astrophysique.

[Gallenne et al. \(2015a\)](#) introduit un outils de modélisation permettant de tracker la présence d'un compagnon dans des données interférométriques, et dont j'ai fait usage durant ma thèse. Ce point sera développé dans les chapitres suivants. Je me suis également beaucoup servi de la base de données de [Szabados \(2003\)](#), qui recense pour un grand nombre de Céphéides galactiques tous les articles scientifiques traitant de multiplicité. Cette base de données est disponible à l'adresse <http://www.konkoly.hu/CEP/intro.html>.

Enveloppes et pertes de masse

Les pertes de masse sont courantes pour les étoiles géantes, en raison de leur faible gravité de surface. Dans le cas des Céphéides, la perte de masse pourrait être accentuée par la pulsation elle-même ainsi que par les éventuelles ondes de choc se propageant dans l'atmosphère, qui engendreraient un important vent stellaire. Cette hypothèse, bien que n'ayant pas été totalement confirmée, permettrait de mieux rendre compte de la différence significative observée entre les masses déduites de modèles d'évolution et de pulsation ([Neilson et al., 2009](#)). Les pertes de masse des Céphéides se traduisent par l'observation quasi-systématique d'enveloppes circumstellaires ([Kervella et al., 2006](#); [Gallenne et al., 2012a, 2013a, 2014b](#)), qui introduisent un biais non négligeable dans les observations infrarouges, ainsi que dans les mesures de diamètres interférométriques. Il est donc important de mieux comprendre leur mécanisme de formation, et de pouvoir quantifier leur effet dans les données observationnelles.

Changements de période

La période de pulsation P des Céphéides est en général très stable sur plusieurs années. À l'échelle des quelques décennies, on peut cependant déceler une légère variation dP/dt , généralement constante au cours du temps. Le signe de cette variation dépend du stade évolutif de l'étoile : lorsque la Céphéide se déplace vers le bord rouge de la bande d'instabilité la variation est positive, tandis qu'un passage en sens inverse se traduit par une variation négative. En fait, la pulsation s'apparente à la propagation d'une onde acoustique dont la période - dans le mode fondamental - varie inversement proportionnellement à la densité de l'étoile ($P\rho^{1/2} = \text{cste}$). Cette équation est connue comme la relation de Ritter ([Ritter, 1879](#)). Cela donne une explication au premier ordre du changement de signe de la variation de période : durant les premier et troisième passages de la bande d'instabilité le diamètre augmente, donc la densité diminue ; et inversement pour les second et quatrième passages. La valeur du taux de variation dépend à la fois du stade évolutif et du taux de perte de masse, ce dernier tendant à la faire augmenter dans le sens des valeurs positives ([Neilson et al., 2012a](#)). La variation de période d'une Céphéide est généralement déterminée *via* des diagrammes O-C, rendant compte de la variation au fil du temps de la différence entre les observations et le modèle résultant d'éphémérides données. Pour plus d'informations, le lecteur pourra entre autres consulter les publications de l'astronome Laszlo Szabados, par exemple [Szabados \(1983\)](#). Certaines Céphéides sont sujettes à des variations de période plus irrégulières mais tout de même prévisibles. Il semble que ce soit en particulier le cas des Céphéides de très longues périodes, comme nous l'observons par exemple pour RS Pup ou S Vul. Dans certains

cas plus rares, les changements de période peuvent être erratiques, ou montrer des sortes de "sauts". Une explication proposée pour ces variations est la présence de tâches stellaires, qui, si elles se forment lors du maximum ou du minimum de luminosité, pourraient biaiser les mesures de période. Ce phénomène concerne en particulier les Céphéides proches du bord rouge de la bande d'instabilité, et dont la convection est plus importante (Neilson and Ignace, 2014).

1.2.2 La pulsation et le κ -mécanisme

La variabilité des Céphéides fut attribuée pendant longtemps à des effets de binarité, mais c'est Sir Arthur Eddington qui, en 1917, proposa l'hypothèse d'un phénomène de pulsation radiale due à un déséquilibre hydrostatique. Ce mécanisme est aujourd'hui bien compris. On l'appelle le " κ -mécanisme", la lettre κ se référant à l'opacité stellaire, une grandeur astrophysique jouant un rôle prépondérant dans les phénomènes de pulsation.

Les étoiles pulsante en raison du κ -mécanisme sont dans un état semi-stable. Elles ne sont pas en équilibre, mais ne divergent pas non plus vers un comportement chaotique : un peu comme un ressort dont le mouvement serait auto-entretenu. Une légère contraction de l'étoile (point **A** de la figure 1.15) va engendrer une augmentation de la température (point **B**), et donc booster la combustion au coeur. Mais le supplément d'énergie, au lieu d'être simplement évacué vers l'extérieur - comme ce serait le cas pour une étoile non-pulsante -, est absorbé par une couche d'hélium autour du coeur, qui va de ce fait s'ioniser. C'est là qu'intervient l'opacité : la couche d'hélium ionisé crée en effet une zone opaque autour du coeur, qui empêche la radiation de circuler. Les couches superficielles de l'étoile n'étant de ce fait plus stoppées, elles continuent de se contracter, ce qui augmente la température, la pression, et la luminosité de l'étoile (points **B** à **C**). La contraction finit malgré tout par être contre-balançée par la pression de radiation, et s'arrête (point **C**). L'énergie concentrée au coeur devenant trop importante, elle est enfin évacuée, produisant ainsi une nouvelle phase d'expansion. L'étoile augmente de diamètre, ce qui a pour effet de la refroidir à nouveau (point **D**) et de diminuer sa luminosité. La couche d'hélium ionisé va alors peu à peu redevenir neutre, rendant le milieu transparent et libérant toute l'énergie stockée. Cette importante libération d'énergie va faire s'étendre l'étoile au-delà de son rayon d'équilibre, jusqu'à ce que la gravité devienne trop forte et entraîne une nouvelle phase de contraction (retour au point **A** de la figure 1.15).

On peut noter que la température change avec un certain retard par rapport au rayon, dû à l'inertie thermique de l'étoile, et au temps nécessaire pour permettre un changement significatif d'opacité *via* l'ionisation et la recombinaison de l'hélium. La figure 1.15 montre également la variation de vitesse de l'atmosphère due à la pulsation (j'ai fixé ici la vitesse moyenne à $V_\gamma = 0$). Par convention, la vitesse est considérée positive durant la phase de contraction, et négative durant la phase d'expansion. Les courbes de la figure 1.15 sont basées sur la modélisation de données provenant de l'étoile T Vul, une Céphéide galactique de 4.4 jours de période qui sera décrite plus en détails au cours des chapitres suivants.

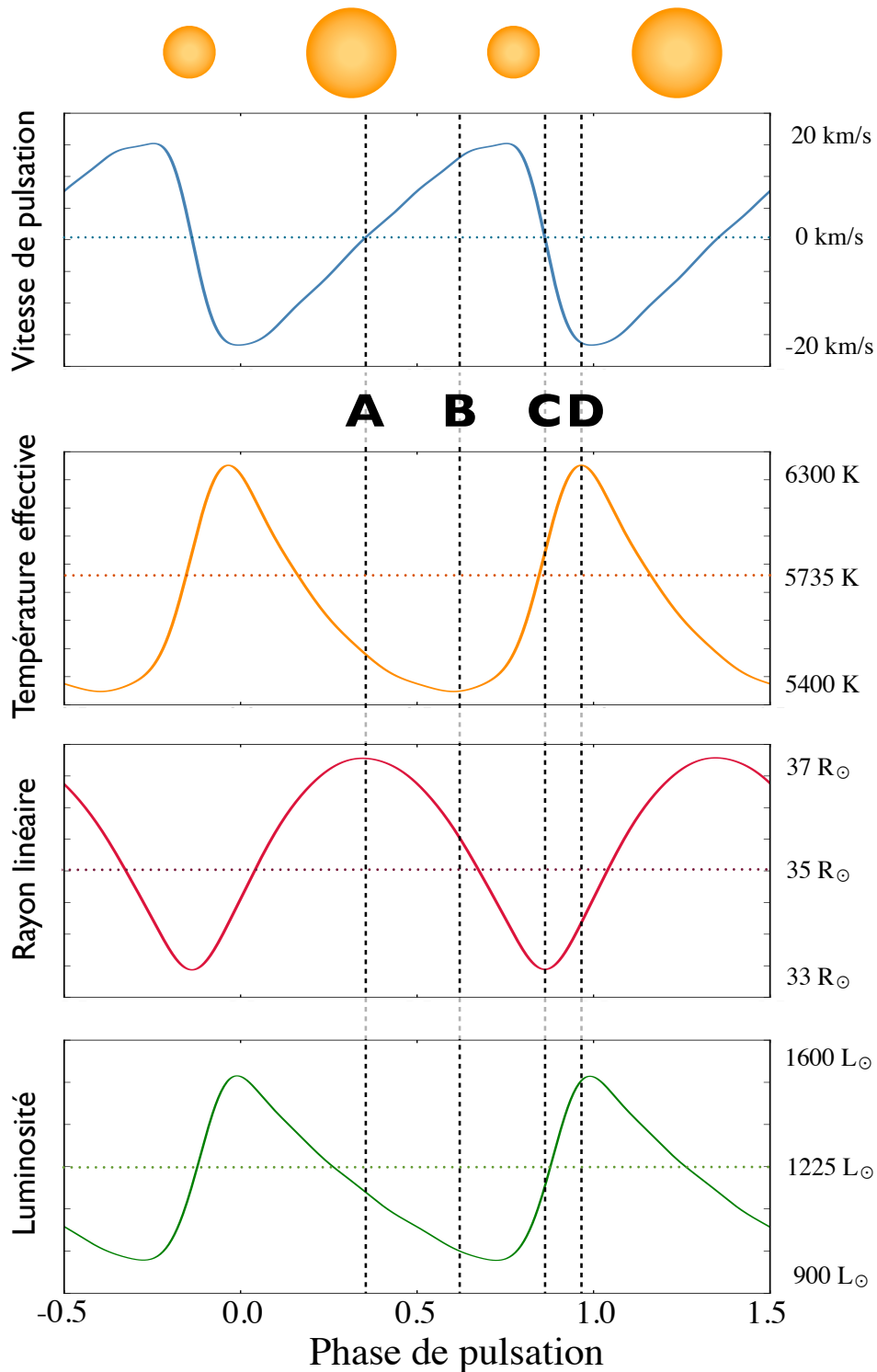


FIGURE 1.15 – Comparaison des courbes de vitesse de pulsation, température effective, rayon linéaire et luminosité de la Céphéide galactique T Vul. Ce graphique a été réalisé à l'aide du code SPIPS (Mérand et al., 2015), dans le cadre de ma thèse.

1.2.3 La relation Période-Luminosité

Éléments historiques

L'astronome américaine Henrietta Leavitt commença à travailler en tant que "calculatrice" volontaire à l'observatoire de l'université de Harvard en 1893. Elle faisait partie d'un petit groupe de travail placé sous la direction de Charles Pickering, avec pour mission d'examiner des plaques photographiques de différentes régions du ciel, de cataloguer les astres qui pouvaient s'y observer, et de déterminer leur brillance. Elle s'intéressa en particulier à un certain type d'étoiles variables, dont elle recensa 1777 membres dans le Petit Nuage de Magellan. En 1908, elle parvint à déterminer la période de variabilité de 16 d'entre elles, les autres n'étant pas détectables sur un nombre suffisant de plaques. Elle se rendit alors compte d'une relation entre la luminosité apparente et la période de ces astres. On peut lire dans son article paru en 1908 : "Il est intéressant de noter que (...) les variables les plus lumineuses ont de plus longues périodes"⁸ (Leavitt, 1908). Ces données n'étaient malheureusement pas suffisantes pour conclure de façon définitive. Elle ajouta à son échantillon 13 nouvelles Céphéides en 1912, et constata la même tendance. Sa découverte, d'une importance fondamentale en astrophysique moderne, apparaît de façon timide dans son article de 1912 (il lui sera d'ailleurs injustement reproché de ne pas avoir compris l'importance de sa découverte (Ferne, 1969)) : "Il y a une relation simple entre la luminosité des variables et leur période"⁹ (Leavitt and Pickering, 1912). Son graphique original est reproduit à la figure 1.16. Dans son article de 1912, Henrietta Leavitt mentionne que les étoiles pouvant être considérées à la même distance de la Terre, leur magnitude observée rend en fait compte de leur luminosité réelle. Cette découverte implique que les Céphéides peuvent être considérées comme des chandelles cosmiques : des astres dont on peut déterminer la magnitude intrinsèque, et par conséquent la distance de luminosité.

De façon contemporaine, la loi de Leavitt s'écrit de la façon suivante :

$$\langle M \rangle = a \log(P) + b \quad (1.6)$$

Dans cette relation, $\langle M \rangle$ représente la magnitude absolue moyenne de l'étoile et P sa période de pulsation. a et b sont deux paramètres caractérisant respectivement la pente et le point-zéro de la relation. Calibrer la loi de Leavitt revient à calculer ces deux valeurs. La découverte de 1912 permit doré et déjà une détermination de la pente a , et donc une calibration partielle permettant de mesurer des distances relatives. Une calibration du point-zéro était cependant impossible car la distance du Petit Nuage de Magellan était encore inconnue à cette époque.

La première calibration complète de la loi de Leavitt (également appelée "relation P-L") est due à l'astronome danois Ejnar Hertzsprung. Celui-ci fut également le premier à recon-

8. citation originale du papier : *"It is worthy of notice that in Table IV the brighter variables have the longer periods"*

9. *"there is a simple relation between the brightness of the variables and their periods"*

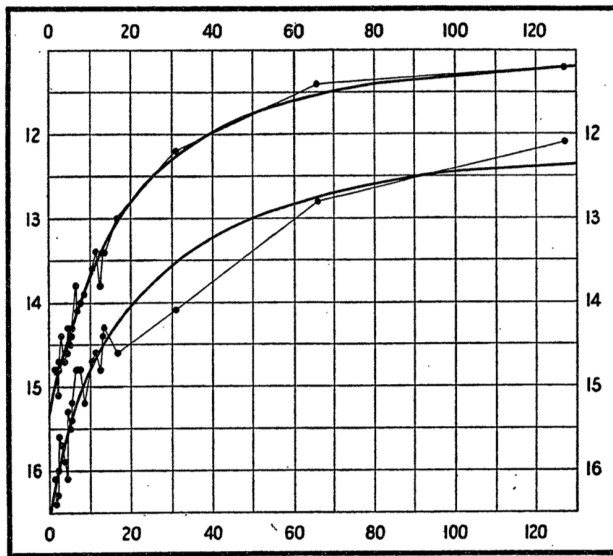


FIG. 1.

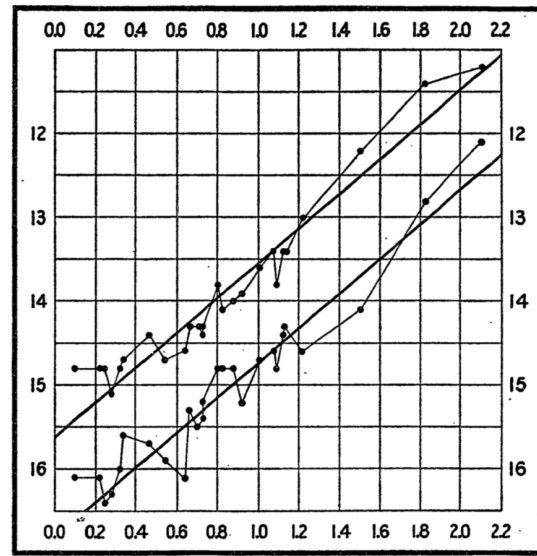


FIG. 2.

FIGURE 1.16 – Relation entre le logarithme de la période de pulsation et la luminosité relative des Céphéides observées dans le Petit Nuage de Magellan par Henrietta Leavitt. Cette figure est issue du papier de (Leavitt and Pickering, 1912).

naître que les variables de Henrietta Leavitt avaient toutes un comportement similaire à l'étoile δ Cephei, et il les nomma donc les *Céphéides*. Hertzsprung utilisa la parallaxe statistique (qui se réfère au mouvement propre du Soleil dans l'espace) pour mesurer la distance de 13 Céphéides galactiques, et fixer ainsi la valeur du paramètre b . Il utilisa alors sa relation P-L calibrée pour mesurer la distance du Petit Nuage de Magellan, pour lequel il trouva une valeur de 33 mille années-lumière (la valeur acceptée aujourd'hui est autour de 200 mille années-lumière) (Hertzsprung, 1913). On notera que la valeur qui apparaît dans son papier de 1913 est en fait de 3000 années-lumière, mais il est généralement accepté que ceci est dû à une simple erreur de typographie.

En 1918, la relation P-L établie par Hertzsprung fut étendue aux Céphéides d'amas par l'astronome Shapley (Shapley, 1918), qui recalcula lui-même un nouveau point-zéro. Ces Céphéides étaient dorés et déjà connues pour avoir des périodes de pulsation plus courtes que les Céphéides classiques observées par Henrietta Leavitt, c'est pourquoi on préférait les appeler *Cluster-type Variables*. On utilisa cependant la même relation Période-Luminosité pour les deux types d'étoiles pendant de nombreuses années. En 1931, Hubble étudia les amas globulaires de la Voie Lactée et de la Galaxie d'Andromède en appliquant la relation P-L à des variables de type Céphéides, et parvint à la surprenante conclusion que celles observées dans Andromède étaient en moyenne moins lumineuses que celles de la Voie Lactée. Le chercheur pensa qu'il devait y avoir une différence intrinsèque entre les amas globulaires des deux galaxies, ce qui fit débat pendant plusieurs années dans la communauté scientifique,

en particulier à l'observatoire du Mont Wilson¹⁰. C'est l'astronome Walter Baade qui mit fin au débat dans les années 40, en suggérant que la relation P-L déduite des Céphéides classiques du Petit Nuage de Magellan ne pouvait tout simplement pas s'appliquer aux Céphéides des amas, qui répondaient à leur propre relation P-L. On sépara dès lors les Céphéides en deux groupe :

- Les Céphéides classiques : des étoiles de population I, relativement jeunes et présentes dans les disques galactiques, avec des périodes de pulsation allant typiquement de 5 à une centaine de jours ;
- Les Céphéides de type II : des étoiles de population II, plus vieilles et souvent représentatives des halos galactiques ou appartenant à des amas d'étoiles, également pauvres en métaux et de plus courtes périodes de pulsation. On distingue trois classes de Céphéides de type II : les périodes allant de 1 à 4 jours sont les **BL Herculis**, les périodes allant de 10 à 20 jours sont les **W Virginis**, et les périodes supérieures à 20 jours sont les **RV Tauri**. J'en parlerai plus en détails dans la Section 3.1.1.

Hubble avait en fait observé des Céphéides de type II dans les amas globulaires de la Voie Lactée et des Céphéides classiques dans la galaxie d'Andromède (en raison d'un biais de mesure : il n'avait accès qu'aux Céphéides les plus brillantes), c'est pourquoi il avait conclu à une incohérence. Les deux catégories mentionnées ci-dessus suivent des relations P-L différentes, avec en moyenne 1.5 magnitude de décalage pour une période donnée. Lever cette confusion permet de réévaluer la distance d'Andromède ainsi que celle du centre galactique. Un résumé de toute l'affaire est donné dans une revue scientifique sur le sujet ([Baade, 1956](#)), dont la lecture permet également de se rendre compte des liens qui unissaient ces grands noms de la science : Hubble, Shapley, Leavitt et Baade (pour ne citer qu'eux), et de l'esprit scientifique de l'époque.

Petite approche théorique

Bien que la loi de Leavitt soit de nature empirique, elle a tout de même des fondements théoriques assez bien compris (voir par exemple l'article de revue de [Freedman and Madore \(2010\)](#), sur lequel s'appuie ce paragraphe). Rappelons la loi de Stefan-Boltzman reliant la luminosité L , le rayon R et la température T d'une étoile considérée comme un corps noir (σ étant la constante de Boltzman) :

$$L = 4\pi\sigma R^2 T^4 \quad (1.7)$$

Si l'on exprime cette relation en terme de magnitude bolométrique absolue, on obtient l'équation suivante :

$$M_{BOL} = -5 \log(R) - 10 \log(T) + C \quad (1.8)$$

10. d'après [Baade \(1956\)](#) : *"I still remember the numerous discussions which followed, especially on cloudy winter nights on Mount Wilson."*

La période et le rayon d'une Céphéide varient de façon linéaire (voir par exemple la relation Période-Rayon de [Molinaro et al. \(2012\)](#)), les deux grandeurs étant directement liées à la densité ρ de l'étoile. La température quant à elle peut s'exprimer en fonction d'une couleur intrinsèque, par exemple $(B - V)_0$ (qui traduit le fait que plus une étoile est chaude, plus elle est bleue), et on obtient alors une relation Période-Luminosité-Couleur de la forme :

$$M_V = \alpha \log(P) + \beta(B - V)_0 + \gamma \quad (1.9)$$

De cette relation découle la fameuse relation P-L empiriquement découverte par Henrietta Leavitt, qui suppose implicitement que toutes les Céphéides ont plus ou moins la même couleur. Cette approximation, bien que raisonnable, introduit une dispersion dans la relation P-L, principalement due au fait que certaines Céphéides sont plutôt du côté rouge et d'autres plutôt du côté bleu dans la bande d'instabilité. Cet effet se moyenne cependant si l'on considère un échantillon d'étoiles suffisamment important.

État de l'art et limitations

Un siècle après sa découverte, la loi de Leavitt reste un sujet fondamental d'investigations, notamment dans la problématique de l'échelle des distances extra-galactiques et de la constante de Hubble. On cherche aujourd'hui à calibrer des relations Période-Luminosité qui dépendent de la bande spectrale d'observation :

$$\langle M_\lambda \rangle = a_\lambda \log(P) + b_\lambda \quad (1.10)$$

Les observations dans l'infrarouge moyen sont particulièrement intéressantes, car elles permettent d'obtenir une relation environ deux fois moins dispersée que dans le visible. À l'inverse, plus la longueur d'onde est courte, plus la relation P-L est dominée par les effets de température, d'extinction interstellaire et de métallicité, ce qui tend à introduire des sources d'incertitudes supplémentaires ([Madore and Freedman, 2012](#); [Freedman et al., 2012](#)), voir la figure 1.17. Cela explique également l'importance de l'étude des enveloppes circumstellaires, une des sources principales d'erreur associée à la relation P-L en bande K en raison de l'excès de magnitude introduit. Les principales sources de dispersion de la loi de Leavitt sont donc :

- L'extinction interstellaire, dont la mesure dépend de modèles et peut être relativement incertaine.
- Les biais photométriques (e.g. instrument utilisé, calibration du profil de transmission du filtre).
- La métallicité : les Céphéides plus pauvres en métaux sont plus faibles, et inversement. Il s'agit cependant d'un paramètre difficile à mesurer et dont l'influence sur la relation P-L est assez mal connue.
- La présence éventuelle d'une enveloppe circumstellaire : elle peut faire paraître la Céphéide plus brillante dans les bandes infrarouges qu'elle ne l'est en réalité.

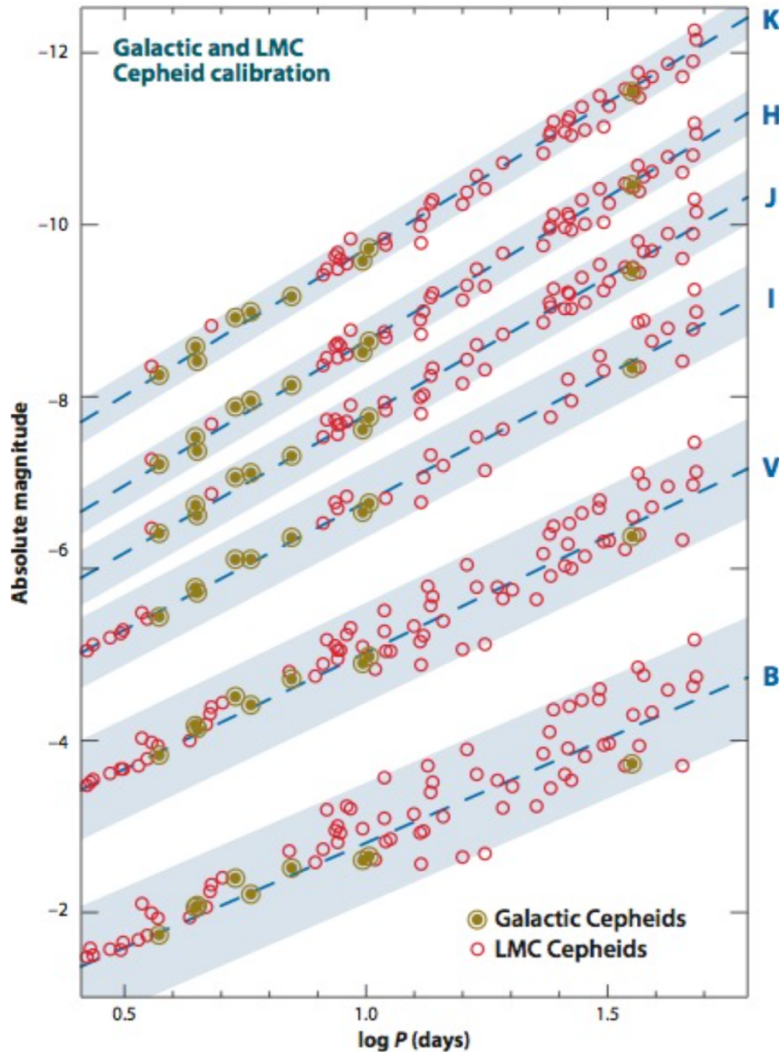


FIGURE 1.17 – Relations Période-Luminosité dans différentes bandes spectrales allant du visible à l'infrarouge. Avec l'augmentation de la longueur d'onde on peut observer une augmentation de la pente et une diminution de la dispersion. Ce graphique est extrait de [Freedman and Madore \(2010\)](#).

Comme nous l'avons vu, calibrer la loi de Leavitt revient à déterminer sa pente a_λ (qui est relativement bien connue, notamment grâce aux nombreuses Céphéides des Nuages de Magellan), et son point-zéro b_λ , *via* des mesures intermédiaires de distances. Les principales méthodes utilisées dans ce sens sont la parallaxe géométrique (voir Section 1.1.2), dont les différentes versions (par exemple la méthode de Baade-Wesselink, ou l'IRSB que nous détaillerons plus tard dans ce manuscrit) consistent à comparer les variations angulaire et linéaire du diamètre de l'étoile. Cette approche est détaillée à la Section 1.3.3. Pour plus d'informations, le lecteur pourra également se référer à l'article de revue de [Barnes \(2009\)](#).

1.3 Apport de l'interférométrie

1.3.1 Généralités sur l'interférométrie

Petite mise en contexte

L'invention de la lunette astronomique - généralement attribuée au lunetier hollandais Hans Lippershey - constitua une révolution scientifique sans précédent au début du XVIIe siècle. Elle permit entre autres à Galileo Galilée de réaliser la première observation détaillée des satellites de Jupiter, aujourd'hui encore surnommés "satellites galiléens" en référence au célèbre astronome. De fait, toutes les découvertes majeures en astronomie relèvent d'observations, les photons étant le principal vecteur d'information spatiale et spectrale sur les objets de l'univers qui nous entoure. Dès lors, les lunettes - et a posteriori les télescopes - n'ont jamais cessé de s'améliorer, aussi bien de par leur taille croissante que de par la qualité de leur conception. Le but de tout cela : observer des objets de plus en plus petits (techniques de haute résolution angulaire) et de plus en plus faibles (grande surface collectrice).

En raison des propriétés de la diffraction, à laquelle est soumis tout rayonnement lumineux traversant un système optique, l'image obtenue lors de l'observation à travers un télescope a toujours une résolution limitée. L'observation d'une source ponctuelle par un télescope produit (dans un cas idéal) ce que l'on appelle une tâche d'Airy (voir figure 1.18). Selon le critère de Rayleigh, l'étalement de cette tâche correspond à la résolution θ de l'instrument. Si λ est la longueur d'onde d'observation et D le diamètre du miroir primaire, on peut écrire : $\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$ (le facteur 1.22 correspondant au premier zéro de la fonction d'Airy).

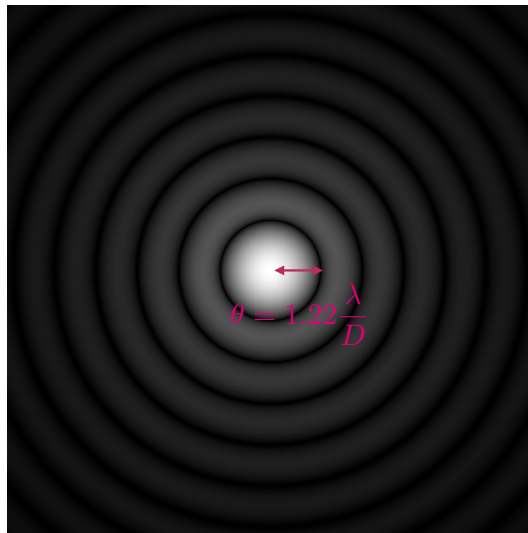


FIGURE 1.18 – Tâche d'Airy : figure de diffraction créée par l'ouverture circulaire d'un télescope lors de l'observation d'un point source. Sa taille définit le pouvoir de résolution θ de l'instrument.

En pratique, il faut faire face à certaines limitations qui réduisent ce pouvoir de résolution théorique. Durant des décennies, le principal problème était la qualité de l'optique des instruments, mais on est aujourd'hui principalement limités par les effets de l'atmosphère. Celle-ci déforme le front d'onde des rayonnements incidents, ce qui a pour conséquence d'introduire un "flou" dans les images. L'observation d'une source ponctuelle produit alors une "tâche de seeing". Dans un très bon site comme le mont Paranal au Chili, le *seeing* médian vaut ~ 0.6 as dans le visible. Sans correction, on ne peut donc pas résoudre d'objet dont la taille angulaire dépasse cette limite, quel que soit le diamètre du télescope utilisé si celui-ci dépasse la taille caractéristique des cellules de turbulences (typiquement entre 5 et 30 cm). La résolution d'un télescope géant de 8 mètres peut donc se voir réduite à celle d'un télescope de 15 cm, soit la taille d'un petit télescope amateur. Notons tout de même que le télescope de 8 m collecte beaucoup plus de photons, il peut donc observer des objets incroyablement plus faibles. La réponse réelle d'un télescope à l'observation d'un point source (prenant en compte l'effet de *seeing*, les aberrations optiques, etc.) est appelée *fonction d'étalement de point*, ou FEP. Le rapport entre le maximum de la FEP et le maximum de la tâche d'Airy du télescope s'appelle le rapport de Strehl, S . Il s'exprime comme un pourcentage, et permet d'évaluer la qualité du système optique.

La solution idéale pour améliorer la qualité des images serait d'observer depuis l'espace. Un exemple bien connu est celui du télescope spatial *Hubble*, lancé en 1990, qui produit des images absolument fabuleuses de l'Univers. Cette solution est cependant très coûteuse. On a donc développé dans les dernières décennies des techniques visant à corriger les effets de la turbulence directement depuis le sol : l'optique adaptative. Grâce à ces corrections, on obtient aujourd'hui des rapports de Strehl très élevés, et les télescopes optiques de la classe des 10 m peuvent atteindre des résolutions angulaires de l'ordre de quelques dizaines de milli-secondes d'angle seulement (soit le diamètre visuel d'une grosse étoile, comme par exemple Bételgeuse de la constellation d'Orion). Grâce à l'optique adaptative, la limite de résolution devient la taille de l'instrument elle-même. On assiste donc aujourd'hui à l'émergence d'une nouvelle génération de télescopes super-géants (la "classe des 30 mètres"), comme les futurs *Extremely Large Telescope* de l'ESO ou le *Giant Magellan Telescope* (consortium international).

Une autre technique - inventée au cours du XIX^{ème} siècle mais qui n'a pris son envol que dans les années 80 - a permis d'atteindre des résolutions angulaires défiant toute concurrence : l'interférométrie. L'optique adaptative et l'interférométrie font partie du champs de la "Haute Résolution Angulaire", de plus en plus développé en astrophysique.

L'interférométrie : qu'est-ce que c'est ?

L'idée générale de l'interférométrie est d'augmenter le pouvoir de résolution en n'utilisant non pas un télescope mais plusieurs, et en combinant les signaux arrivant sur chacun d'entre eux. La résolution n'est alors plus liée au diamètre du miroir primaire mais à l'espacement des télescopes, qui peut facilement atteindre plusieurs centaines de mètres.

En 1801, Thomas Young mit en évidence le phénomène d'interférences lumineuses grâce à son expérience (illustrée en figure 1.19) dite des "Trous d'Young". En faisant passer les rayons d'une source lumineuse ponctuelle à travers deux petits trous percés dans une surface opaque, on observe sur un écran placé plus loin la formation de franges claires et sombres : des franges d'interférences. Ce phénomène - qui permet de mettre en évidence la nature ondulatoire de la lumière - n'est possible que si les faisceaux issus des sources secondaires ($S1$ et $S2$ sur le graphique) sont cohérents entre eux, c'est-à-dire qu'ils sont constitués de photons issus du même train d'onde émis par la source principale S . C'est le cas ici puisque l'on considère S comme étant ponctuelle (on parle de *cohérence spatiale*) et puisque les faisceaux lumineux passant par $S1$ et par $S2$ parcourent des chemins optiques de même longueur (on parle de *cohérence temporelle*). Les caractéristiques de la figure de franges obtenue (en particulier la position centrale des franges et leur contraste) nous renseignent sur la distribution lumineuse de la source considérée, ce qui rend cette méthode extrêmement intéressante pour des applications en astrophysique.

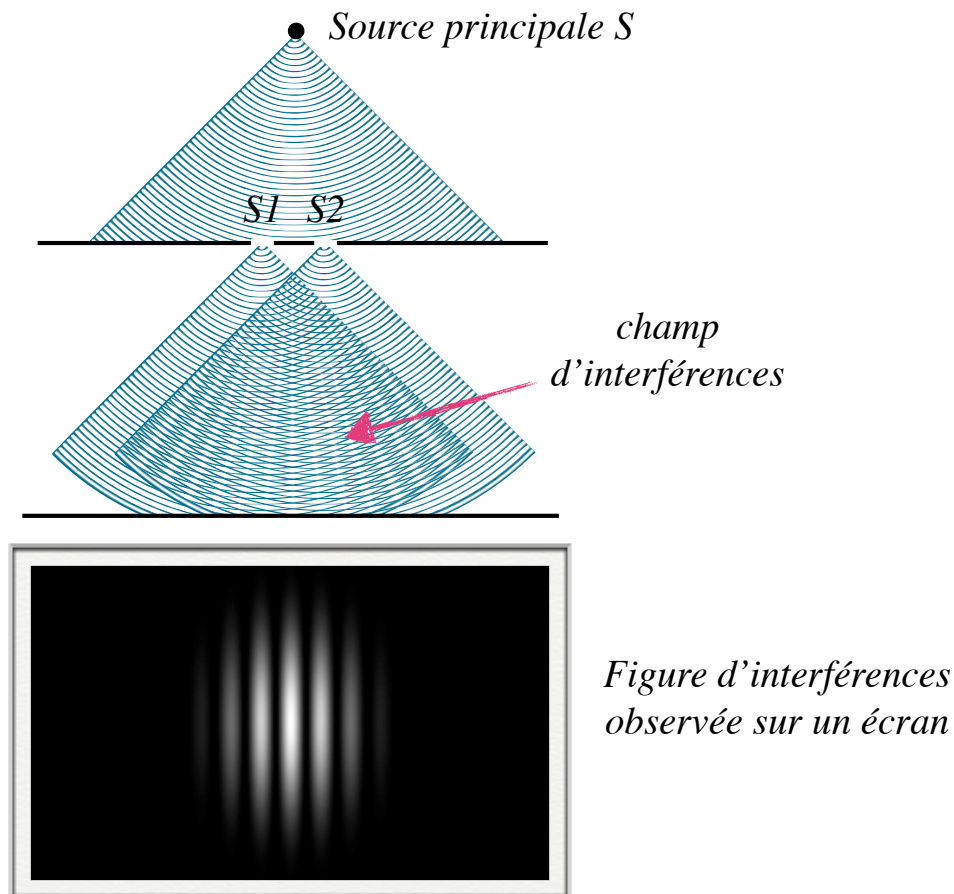


FIGURE 1.19 – Schéma de principe de l'expérience des trous d'Young.

C'est Albert A. Michelson qui, vers 1920, appliqua pour la première fois le principe de l'interférométrie à l'observation d'étoiles. En fait, des essais avaient été faits avant cela, mais on retient surtout cette expérience car elle permit de faire une mesure historique : celle du diamètre angulaire de la super-géante rouge Bételgeuse (Michelson and Pease, 1921). Le scientifique utilisa une variante de l'expérience des trous d'Young, que l'on appelle *interféromètre de Michelson* et dont le schéma de principe est exposé dans la figure 1.20 (à gauche). Il monta son expérience sur le télescope "Hooker" de 2 mètres 50 de l'observatoire du Mont Wilson, en Californie (figure 1.20, à gauche).

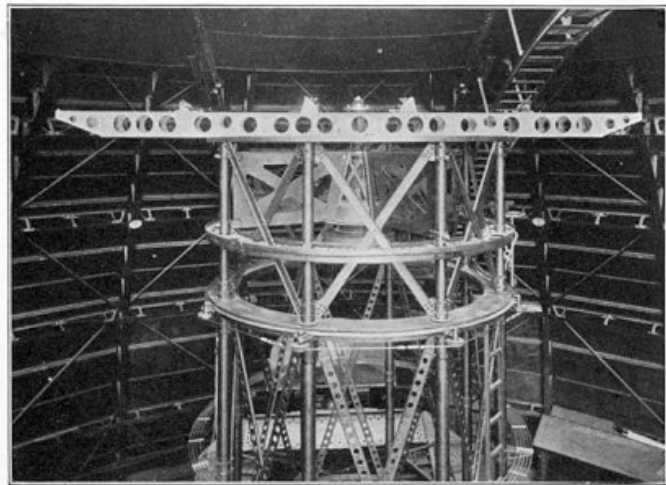
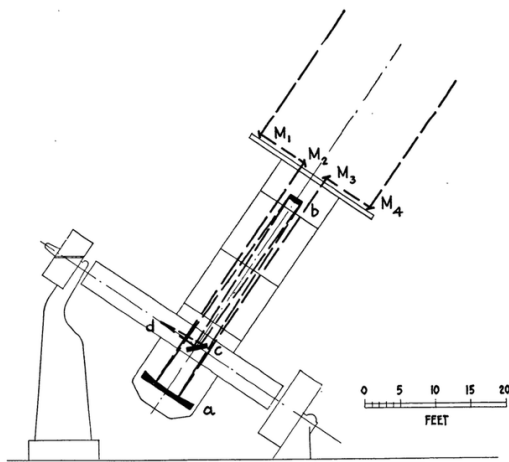


FIGURE 1.20 – À gauche : Schéma de fonctionnement de l'interféromètre historique de Michelson, installé à l'observatoire du Mont Wilson en 1920 (Michelson and Pease, 1921). À droite : L'interféromètre installé à l'ouverture du télescope "Hooker" de 2.5 mètres.

Après ces débuts historiques, l'interférométrie stellaire a été un peu oubliée en raison de la difficulté de sa mise en oeuvre. Elle reprit cependant de l'intérêt dans les années 70, et fut étendue à l'usage simultané de plusieurs télescopes (jouant un rôle équivalent aux sources $S1$ et $S2$ du schéma 1.19). L'idée, développée en infrarouge par Johnson et al. (1974) et en optique par Labeyrie (1975), consiste à combiner les faisceaux de chacun des télescopes *via* des jeux de miroirs, pour créer une figure d'interférences. Comme nous l'avons vu plus haut, cela ne peut fonctionner qu'à condition de garder la cohérence temporelle de la lumière, et pour cela veiller à ce que les deux faisceaux passent par un chemin optique de même longueur. La position de l'étoile n'étant pas toujours la même et changeant au cours du temps, il faut en permanence allonger ou raccourcir le chemin parcouru par la lumière issu de l'un des deux télescopes. On utilise pour cela des *lignes à retard*. Un schéma général du fonctionnement d'un interféromètre à deux télescopes est montré en figure 1.21.

Rappelons que la résolution d'un simple télescope est proportionnelle à $\frac{\lambda}{D}$. Pour un interféromètre à deux télescopes, la résolution ne représente plus l'étalement de la tâche d'Airy,

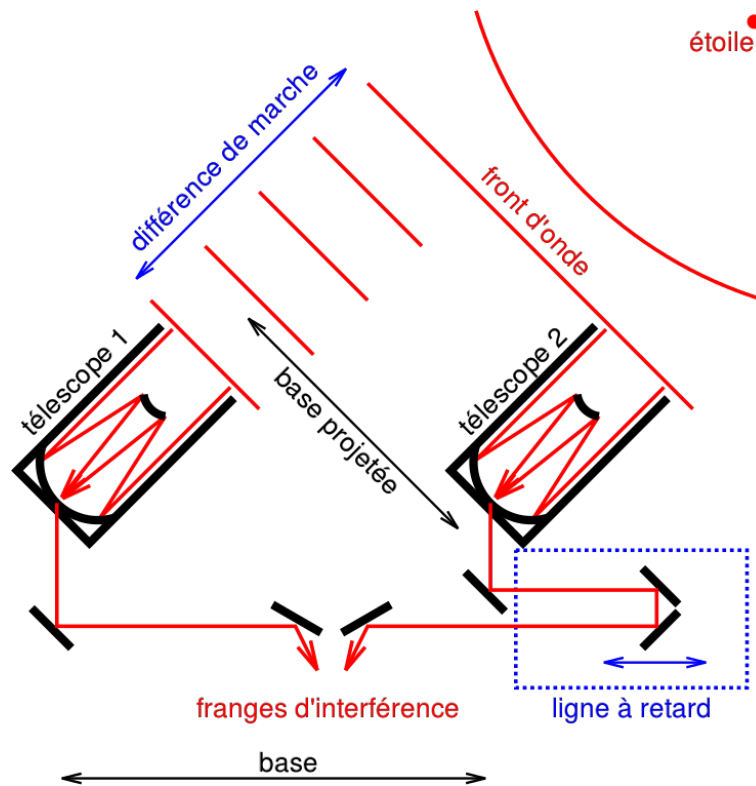


FIGURE 1.21 – Schéma du principe de fonctionnement d'un interféromètre stellaire à deux télescopes.

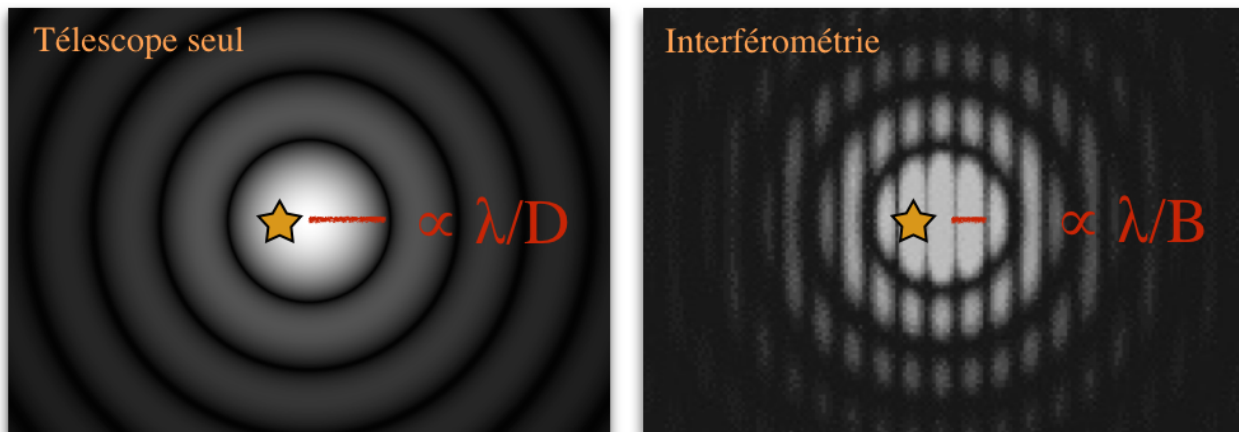


FIGURE 1.22 – La limite de résolution d'un télescope simple est inversement proportionnelle au diamètre D du miroir primaire (taille de la tache d'Airy), alors que la résolution théorique d'un interféromètre est inversement proportionnelle à la base B séparant les deux télescopes utilisés (taille des franges sur le ciel). Cette technique instrumentale permet donc d'atteindre plus facilement une plus grande résolution.

mais la taille des franges sur le ciel (voir la figure 1.22). En notant B la longueur de base (c'est-à-dire la distance séparant les deux télescopes), on a :

$$\theta \sim \frac{\lambda}{B} \quad (1.11)$$

En pratique, un objet d'une taille équivalente ou supérieure à λ/B va brouiller les franges d'interférences de façon notable. L'interférométrie représente un incroyable gain en résolution spatiale, la base B étant en générale supérieure au diamètre D des télescopes de un voir deux ordres de grandeur. Résoudre une étoile de 1 mas en proche infrarouge requiert donc deux télescopes séparés d'environ 300 mètres, ce qui est aujourd'hui réalisable. Reprenons ce que nous avons vu plus haut au sujet de la cohérence, et appliquons-le à l'étoile de 1 mas citée plus haut. Si l'on utilise 2 télescopes séparés de par exemple 50 mètres, on est loin de résoudre l'étoile. Celle-ci apparaît donc comme une source ponctuelle (celle que nous avons considérée dans la figure 1.19 était un exemple de parfaite cohérence), ce qui se traduit en pratique par des franges contrastées au maximum : on parle de contraste $C = 1$. À l'inverse, si l'on utilise deux télescopes éloignés de 300 mètres (permettant donc de résoudre parfaitement l'étoile), on ne peut plus la considérer comme une source unique, mais comme un ensemble de sources réparties sur le disque stellaire. Or, les trains d'ondes issus de différentes sources lumineuses ne sont pas cohérents entre eux, et ne peuvent donc pas créer d'interférences. Par conséquent, on n'observera qu'un fond gris, sans franges, avec un contraste $C = 0$. Si l'on résout à moitié notre étoile (par exemple en espaçant les télescopes de 200 mètres), on obtiendra un contraste entre 0 et 1. L'interféromètre est donc un outils capable de mesurer le degré de cohérence de la lumière *via* le contraste des franges obtenues, ce qui nous renseigne sur l'objet observé. Il faut pour cela explorer différentes longueurs de bases et différentes orientations des télescopes.

Notons tout de même qu'en pratique, la résolution est légèrement meilleure que λ/B (d'où l'approximation volontairement donnée plus haut). En effet, on peut très bien mesurer le contraste des franges même s'il est inférieur à 1. L'instrument PIONIER du VLTI a par exemple une résolution théorique λ/B d'environ 2.4 mas (en considérant une base de 140 mètres et une longueur d'onde de $1.6 \mu\text{m}$). Cependant, j'ai pu mesurer des diamètres bien plus petits au cours de ma thèse, allant jusqu'à ~ 0.6 mas.

Tour d'horizon des principaux interféromètres

Actuellement, les principaux interféromètres à longue base fonctionnant dans le domaine optique ou proche infrarouge sont :

- le VLTI : Localisé dans le désert d'Atacama au Chili, au sommet du Mont Paranal à environ 2600 m d'altitude, le *Very Large Telescope* (ou VLT) est l'un des plus grands observatoires du monde. Il est régi par l'ESO, l'Observatoire Européen de l'hémisphère Sud, et profite presque toute l'année d'un ciel d'une qualité exceptionnelle. Le site est composé de quatre télescopes de 8.2 mètres appelés les UTs (*Unit telescopes*) et de quatre télescopes auxiliaires mobiles de 1.8 m appelés les ATs (*Auxiliary telescopes*). Chacun de ces quatuors peut être utilisé en mode interférométrique : la lumière arrivant

sur chaque télescope est alors acheminée dans un laboratoire où elle est combinée. Les deux instruments actuellement en service sont PIONIER (dont j'ai eu la chance de faire usage pendant ma thèse), et AMBER. Deux instruments de seconde génération seront bientôt commissionnés : GRAVITY et MATISSE. Les longueurs de base du VLTI vont de 8 à 202 mètres pour les ATs (toutes les combinaisons ne sont cependant pas offertes), et de 47 à 130 mètres pour les UTs, ce qui permet d'atteindre des résolutions de l'ordre de la milli-seconde d'angle.

- CHARA : Il s'agit d'un ensemble de 6 télescopes de 1 mètre localisé à l'Observatoire du Mont Wilson (dont j'ai déjà souvent eu l'occasion de parler au cours de cette introduction, et que j'ai également eu la chance de visiter), près de la ville de Los Angeles en Californie. Outre le fait d'offrir la possibilité d'utiliser 6 télescopes, et donc un grand nombre de bases simultanément, cet interféromètre optique/infrarouge est également celui qui offre les plus longues lignes de base (jusqu'à environ 330 mètres). Il présente donc un grand intérêt, par exemple pour les mesures de diamètre ou la reconstruction d'images. La lumière issue des différents télescopes est acheminée vers le laboratoire *via* des tubes sous vide circulant librement à travers la forêt. La lumière est ensuite combinée grâce à l'un des instruments : CLASSIC, CLIMB, VEGA, MIRC, PAVO ou JouFLU. L'Observatoire expose également le premier interféromètre stellaire de l'histoire, développé et utilisé par Michelson ([Michelson and Pease, 1921](#)). J'ai eu la chance de visiter cet observatoire plein d'histoire au cours de ma thèse pour y réaliser une série d'observations, et j'en garde un excellent souvenir ! Une vue aérienne est présentée à la figure 1.23.
- le NPOI : Le *Navy Precision Optical Interferometer* est géré par l'observatoire naval des États-Unis, le Naval Research Laboratory et l'observatoire Lowell, et se trouve au Sud-Est de la ville de Flagstaff, en Arizona. L'installation est séparée en deux ensembles de télescopes. Le premier en comporte quatre et est utilisé pour des applications astrométriques. Le deuxième, destiné à l'imagerie, est pour le moment composé de deux télescopes et offre des longueurs de base allant de 16 à 79 mètres. Il sera à terme composé de 6 télescopes et offrira des bases allant jusqu'à plus de 430 mètre ! Il sera alors l'un des interféromètres permettant d'atteindre la meilleure résolution angulaire (d'autant plus qu'il observe dans le visible et non l'infrarouge proche), de l'ordre de 0.2 mas. Pour plus de détails le lecteur pourra se référer à [Hutter \(2014\)](#).
- SUSI : Le *Sydney University Stellar Interferometer* est installé près de la ville de Narrabri en Australie, à l'Observatoire Paul Wild, et est opéré par l'institut d'astronomie de Sydney. L'interféromètre consiste en un alignement de télescopes le long d'un axe Nord-Sud. Il ne permet pas l'usage de plus d'une ligne de base, mais la longueur de celle-ci peut cependant être choisie dans un large intervalle. À l'heure actuelle les lignes de base offertes vont de 5 à 160 mètres, mais il est prévu d'atteindre jusqu'à 640 mètres. La résolution possible sera alors de l'ordre du dixième de milli-seconde d'angle.

Des résultats notoires faisant usage de l'interférométrie à longue base sont donnés dans la Section 1.3.3.



FIGURE 1.23 – Vue aérienne de l’observatoire du Mont Wilson, abritant l’interféromètre à longue base CHARA.

1.3.2 Éléments théoriques

On suppose deux ondes lumineuses monochromatiques issues d’une même source et passant par des sources secondaires S_1 et S_2 , se rencontrant en un point M de l’écran dont la position est désignée par le vecteur spatial $\vec{\alpha}$ (voir le schéma de la figure 1.24). L’intensité totale reçue par ce point peut s’écrire :

$$I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1}\sqrt{I_2} \cos \phi_M \quad (1.12)$$

Dans cette expression, I_1 (resp. I_2) sont les intensités de chacun des faisceaux lumineux. Dans le cas de l’interférométrie stellaire, nous allons considérer que $I_1 = I_2 = I_0$. ϕ_M représente le déphasage dû à la différence entre les chemins optiques S_1M et S_2M , et peut s’écrire

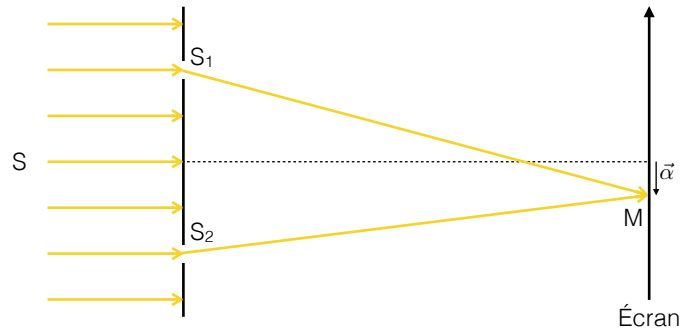


FIGURE 1.24 – Deux ondes monochromatiques issues d’une même source S et passant par des sources secondaires S_1 et S_2 se rencontrent en un point M de l’écran.

sous la forme $\phi_M = 2\pi\delta/\lambda_0$, où λ_0 est la longueur d’onde, et δ la **différence de marche**. On peut réécrire l’intensité totale en un point M de l’espace comme :

$$I(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) \right) \quad (1.13)$$

La différence de marche varie dans l’espace, c’est ce qui explique la figure de franges observée sur un écran placé dans le champ d’interférences. En pratique, les choses se compliquent un peu. En effet, on ne peut créer des interférences que sous certaines conditions essentielles déjà évoquées : la cohérence temporelle et la cohérence spatiale de la lumière.

La cohérence temporelle : Nous avons vu que les deux faisceaux ne peuvent interférer que s’ils proviennent du même train d’onde émis par la source principale. La longueur caractéristique de ce train est lié à la largeur spectrale $\Delta\lambda$ de la source, et il met donc un certain temps plus ou moins long à *passer*. Ce temps s’appelle le temps de cohérence temporelle :

$$\tau = \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad (1.14)$$

Si l’un des faisceaux est en retard sur l’autre d’un temps supérieur au temps de cohérence temporel, la cohérence est perdue et l’on ne peut pas obtenir d’interférences. La condition de cohérence temporelle se résume donc par l’inégalité :

$$\delta(M) \ll c\tau = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = L_c \quad (1.15)$$

Où c est la célérité de la lumière dans le vide et L_c la longueur de cohérence (en d’autres termes la longueur caractéristique d’un train d’ondes). En pratique, on veut que cette condition soit toujours vérifiée. Cela implique de mesurer la différence de chemins optiques avec une précision de l’ordre de la longueur d’onde, et d’être capable de faire d’infimes modifications grâce aux lignes à retard. La lumière émise par les étoiles n’étant jamais monochromatique, il en résulte que les franges sont enveloppées dans une fonction de sinus cardinal (on est

ici dans le cas typique de l'observation d'une étoile non résolue avec deux télescopes), selon l'équation :

$$I(M) = 2I_0 \left(1 + \operatorname{sinc} \left(\pi \delta \frac{-\Delta\lambda}{\lambda_0^2} \right) \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_0} \right) \right) \quad (1.16)$$

La cohérence spatiale : Comme nous l'avons déjà évoqué, une source étendue sera vue par un interféromètre comme un ensemble de sources incohérentes entre elles, ce qui résultera en une diminution du contraste des franges. La condition pour une cohérence spatiale optimale est donc d'avoir deux télescopes séparés par une base \vec{B} petite par rapport à la longueur de base de résolution de l'objet de taille angulaire θ . En d'autres termes :

$$|\vec{B}| \ll \frac{\theta}{\lambda} \quad (1.17)$$

En pratique, on cherche à tester un maximum de longueurs de bases et de longueurs d'ondes, pour échantillonner au mieux l'espace des fréquences spatiales \vec{B}/λ , appelé communément **plan** (\mathbf{u}, \mathbf{v}) . En effet, le contraste des franges d'interférences varie selon l'orientation des télescopes et la distance qui les sépare. D'après le **théorème de Van Cittert-Zernike**, cette variation - appelée **fonction de visibilité complexe** $\mu(\vec{B})$ - est reliée à la distribution lumineuse de la source par une simple transformée de Fourier :

$$\mu(\vec{B}) = \frac{\int I(\vec{\alpha}) \exp^{-ik\vec{\alpha} \cdot \vec{B}} d\vec{\alpha}}{I_0} \quad (1.18)$$

On peut réécrire l'intensité des franges en fonction de $\mu(\vec{B})$:

$$I(\vec{\alpha}) = I_0 \left(1 + \Re \left(\mu(\vec{B}) \exp^{-ik\vec{\alpha} \cdot \vec{B}} \right) \right) \quad (1.19)$$

Déterminer au mieux $\mu(\vec{B})$ est donc l'objectif principal de l'interférométrie. On étudie pour cela deux observables, qui sont :

- la norme $|\mu(\vec{B})|$. On l'appelle également **visibilité des franges**, V , car elle correspond au contraste entre l'intensité des franges sombres I_{\min} et celle des franges claires I_{\max} :

$$|\mu(\vec{B})| = V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.20)$$

En général, on mesure plutôt V^2 , et c'est à cette grandeur que l'on se réfère lorsque l'on parle de visibilité.

- la phase $\phi(\mu(\vec{B}))$. En pratique, cette grandeur ne peut pas être mesurée, car chaque télescope subit un effet de **piston atmosphérique** : les cellules de turbulences de taille caractéristique supérieure à celle des télescopes introduisent une différence de chemin optique qui a pour effet de déplacer horizontalement la figure de franges. On ne peut malheureusement pas décorrélérer la phase introduite par le piston de la phase $\phi(\mu(\vec{B}))$

intrinsèque des franges. On peut cependant contourner ce problème si l'on dispose d'un triplet de télescopes. En effet, la somme des phases intrinsèques mesurées sur chacune des bases est égale à la somme des phases observées, car les différents termes de piston s'annulent entre eux. Cela revient à mesurer la **clôture de phase**. Cette grandeur nous renseigne en particulier sur la géométrie et les asymétries de la source.

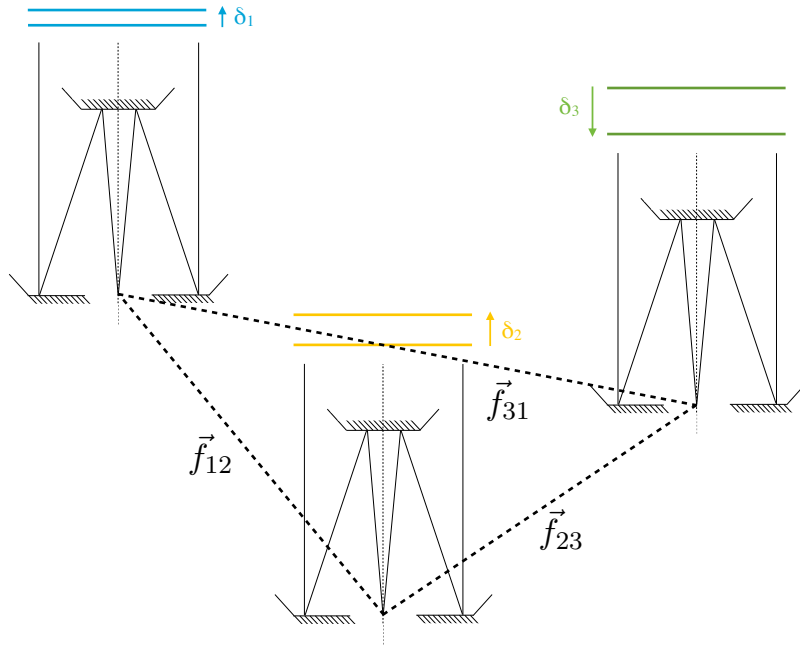


FIGURE 1.25 – Si l'on dispose de 3 télescopes, on peut contourner le problème du piston atmosphérique en mesurant la clôture de phase.

En prenant exemple sur la figure 1.25, considérons un triplet de télescopes 1, 2 et 3, recevant chacun le faisceau incident avec un retard de phase δ_i introduit par l'atmosphère. Pour chaque base \vec{f}_{ij} ($i, j \in \llbracket 1, 3 \rrbracket, i \neq j$), on mesure une phase $\varphi(\vec{f}_{ij})$ en observant le décalage des franges. Les phases intrinsèques $\phi(\vec{f}_{ij})$ ne peuvent pas être connues, mais on sait que :

$$\phi(\vec{f}_{ij}) = \varphi(\vec{f}_{ij}) + \delta_j - \delta_i \quad (1.21)$$

En d'autres termes, on peut écrire la clôture de phase - communément appelée $T3$ - de la façon suivante :

$$T3 = \phi(\vec{f}_{12}) + \phi(\vec{f}_{23}) + \phi(\vec{f}_{31}) = \varphi(\vec{f}_{12}) + \varphi(\vec{f}_{23}) + \varphi(\vec{f}_{31}) \quad (1.22)$$

1.3.3 L'interférométrie et les mesures de diamètres

Comment ça fonctionne ?

Comme nous l'avons vu dans la partie théorique, la visibilité interférométrique et la clôture de phase dépendent de la distribution spatiale en intensité de l'objet observé. Dans le cas d'une simple étoile, vu qu'il n'y a aucune asymétrie, la phase vaut toujours 0 ou 180°. Bien que cette observable ne soit pas vraiment porteuse d'information dans le cas d'une mesure de diamètre, elle peut cependant permettre de détecter un compagnon inattendu. On s'intéressera toutefois principalement à la courbe de visibilité. En considérant l'étoile comme un disque uniforme, on obtient après calculs :

$$V(B/\lambda) = \left| \frac{2J_1(\pi\theta B/\lambda)}{\pi\theta B/\lambda} \right| \quad (1.23)$$

Où θ est le diamètre angulaire de la source et J_1 la fonction de Bessel de premier ordre. Un exemple de courbes de visibilité est donné en figure 1.26. La disparition des franges se produit au premier zéro de la fonction de Bessel, lorsque l'objet est parfaitement résolu. On a alors :

$$\theta = 1.22 \frac{\lambda}{B} \quad (1.24)$$

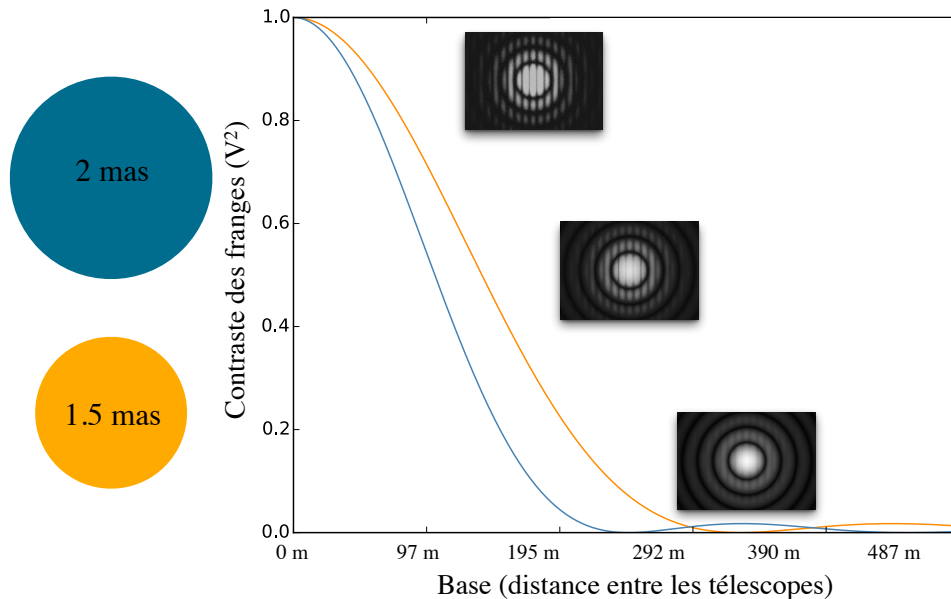


FIGURE 1.26 – Fonctions de visibilité obtenues pour des disques uniformes de différents diamètres. En abscisse est représentée la base B (en mètres). En pratique, les fonctions de visibilité dépendent de la fréquence spatiale B/λ . On suppose donc dans cet exemple simplifié qu'il n'y a pas de dépendance avec la longueur d'onde.

En général, on n'observe pas exactement à la bonne fréquence spatiale pour voir les franges s'annuler. Pour bien échantillonner la courbe de visibilité, on peut en particulier observer avec plus de deux télescopes, dans différents canaux spectraux, ou encore profiter de la rotation de la Terre. Un ajustement de la fonction de visibilité $V^2(\vec{B}/\lambda)$ avec un modèle de disque uniforme nous permet alors de connaître le diamètre de l'objet. Le **premier lobe** de la fonction de visibilité contient principalement l'information du diamètre angulaire. En observant dans différentes directions, on peut déceler un éventuel aplatissement de l'étoile, comme celui de l'étoile Achernar (voir partie gauche de la figure 1.27), observé grâce à l'instrument VINCI du VLTI (Domiciano de Souza et al., 2003). Après le passage au premier zéro, les franges réapparaissent, mais inversées et beaucoup moins contrastées. On se trouve alors dans le second lobe de la fonction de visibilité. Celui-ci permet de caractériser des variations légèrement plus fines à la surface, comme par exemple l'assombrissement centre-bord, ou un éventuel effet Von Zeipel pour des étoiles en rotation rapide. En augmentant encore la taille de la base ou en observant une très grosse étoile, on peut atteindre des lobes très élevés de la fonction de visibilité. Ceux-ci deviennent très difficiles à modéliser, car ils caractérisent la granulation de l'étoile à différentes échelles, comme le montrent les observations de Bételgeuse avec l'instrument AMBER du VLTI, en partie droite de la figure 1.27 (Montargès et al., 2014).

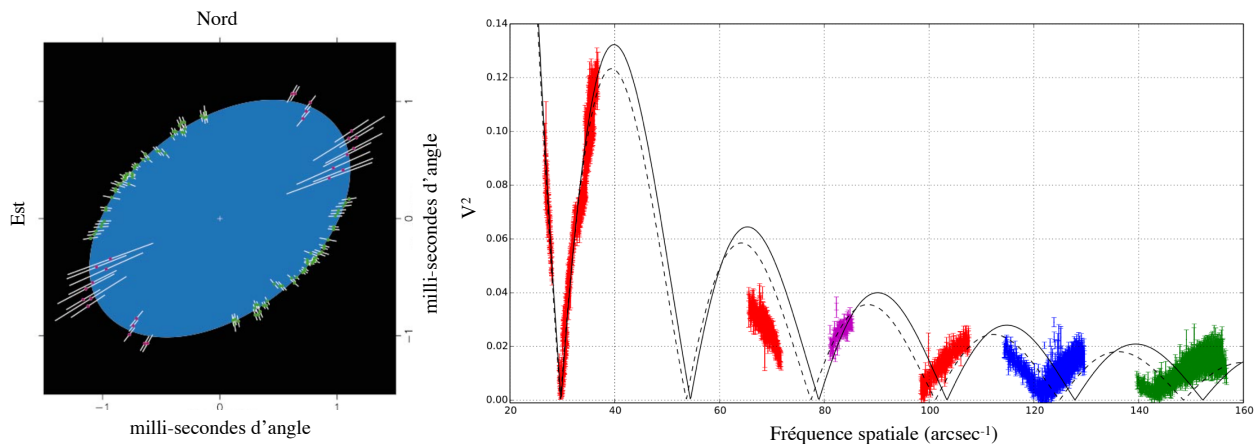


FIGURE 1.27 – **À gauche** : Forme ovale de l'étoile Achernar, mise en évidence grâce à des mesures de l'instrument VINCI du VLTI (Domiciano de Souza et al., 2003). **À droite** : Fonction de visibilité de l'étoile Bételgeuse obtenue grâce à l'instrument AMBER du VLTI (Montargès et al., 2014). Le trait plein correspond au meilleur ajustement de disque uniforme, et le trait interrompu correspond au meilleur ajustement de disque assombri.

Application : la parallaxe-de-pulsation

Nous allons maintenant nous intéresser à un exemple pratique d'application faisant usage de mesures interférométriques de diamètres angulaires : la parallaxe-de-pulsation. Comme

nous l'avons déjà mentionné, le terme "parallaxe" désigne de façon générale une méthode visant à comparer taille angulaire et linéaire d'un objet ou d'un phénomène astrophysique, pour en déduire géométriquement la distance. La parallaxe-de-pulsation suit exactement ce principe, mais s'applique à la variation de diamètre des étoiles variables, en particulier celle des Céphéides. La variation de diamètre linéaire est mesurée par spectroscopie. Le mouvement de l'atmosphère introduit un décalage des raies par effet Doppler, qui nous permet de mesurer la variation temporelle de la vitesse de l'atmosphère. Une intégration de cette courbe nous donne alors la variation en position. La variation angulaire de diamètre est quant à elle mesurée par interférométrie. Un schéma du principe de fonctionnement de cette méthode est montré en figure 1.28.

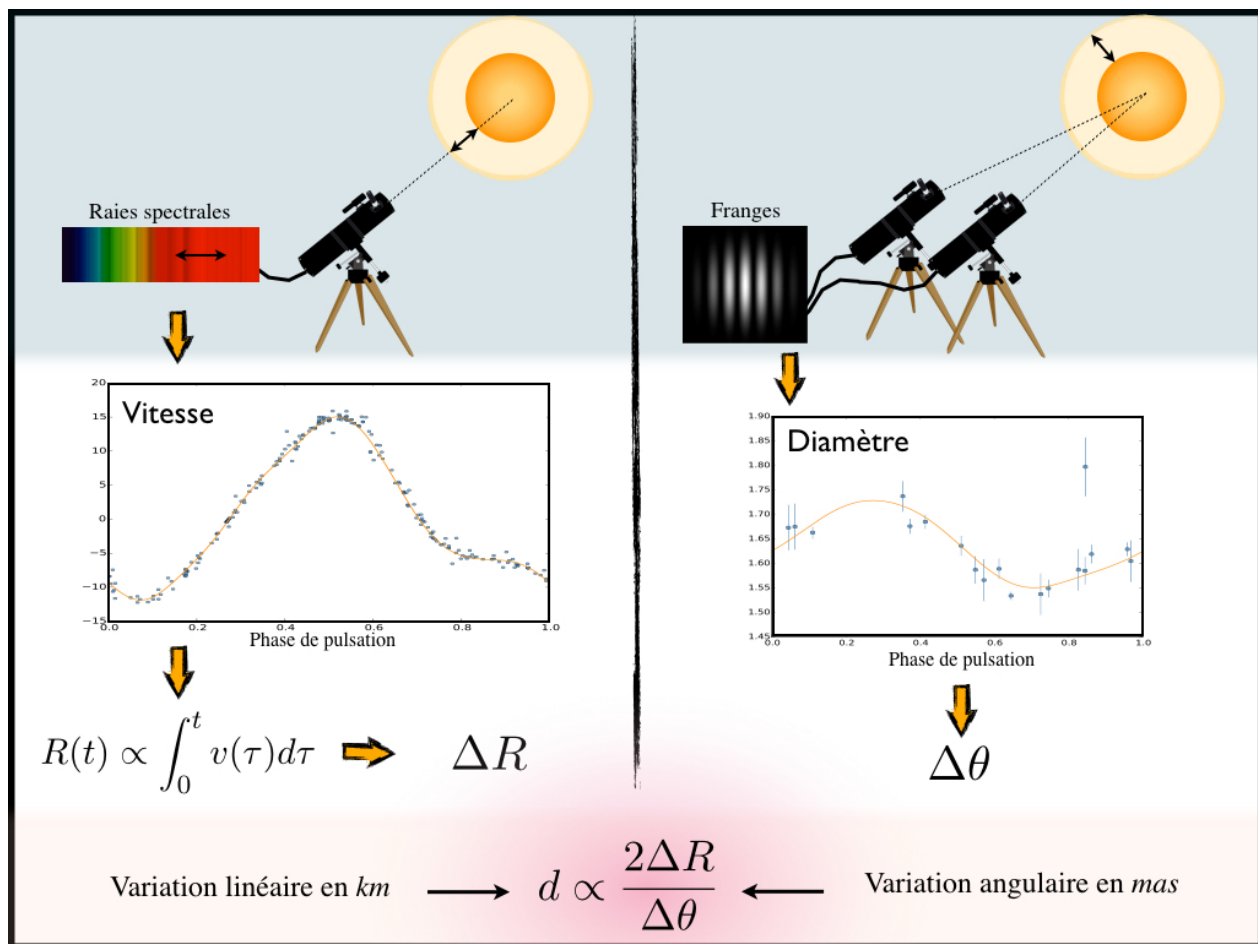


FIGURE 1.28 – Schéma du principe de fonctionnement de la parallaxe-de-pulsation.

La variation de diamètre angulaire, $\Delta\theta$: Des mesures interférométriques régulièrement espacées dans le temps permettent un suivi temporel de la pulsation. On compte environ une trentaine de Céphéides suffisamment grandes pour permettre de telles mesures. Le diamètre

angulaire de ces étoiles est typiquement de l'ordre de la milli-seconde d'angle, et sa variation est d'environ 10%, soit de l'ordre du dixième de milli-seconde d'angle ! Mesurer une variation de diamètre aussi infime n'est possible que depuis une dizaine d'années, grâce aux interféromètres optiques à longue base (e.g. CHARA, le VLTI) et à l'émergence d'instruments de nouvelle génération garantissant une meilleure précision de mesure. Le premier suivi interférométrique de la variation de diamètre d'une Céphéide a été réalisé sur l'étoile ζ Gem (En terme de taille apparente, il s'agit de la plus grande Céphéide observable depuis l'hémisphère Nord) par [Kervella et al. \(1999\)](#), grâce à des mesures de l'instrument FLUOR installé à cette époque sur l'interféromètre IOTA, en Arizona. En raison de la base relativement courte utilisée (38 m), l'étoile était encore trop peu résolue et les mesures de diamètre peu précises. Cette étude suscita cependant un certain engouement ([Lane et al., 2000, 2002](#); [Kervella et al., 2004b](#)), et ne tarda pas à s'étendre à un échantillon plus large de Céphéides dès le début des années 2000.

Dans une variante de la méthode, les diamètres angulaires peuvent également être mesurés grâce à la photométrie, *via* ce que l'on appelle des *relations de brillance de surface*. Pour le comprendre, faisons une approche théorique rapide, en partant de la loi de Stefan-Boltzman qui relie la température, le rayon et la luminosité d'une étoile. En faisant le rapport avec la distance de l'étoile, on obtient une relation entre la luminosité apparente, la température et le diamètre angulaire :

$$L_{\text{app}} \propto \frac{L}{d^2} = \theta^2 T_{\text{eff}}^4 \quad (1.25)$$

La luminosité apparente est liée à la mesure de la **magnitude** de l'étoile, alors que la température est plutôt liée à la mesure de la **couleur**. En connaissant par exemple la magnitude en bande V et la couleur ($B - V$), on peut donc remonter au diamètre de l'étoile. On utilise pour cela des relation calibrées : les relations de brillance de surface ([Kervella et al., 2004c,a](#)). La version infrarouge de cette méthode est très utilisée car les mesures de distance qui en résultent permettent d'aboutir à une loi de Leavitt moins dispersée que dans le visible. On fait alors usage de magnitudes en bande K et de mesures de la couleur ($V - K$).

La variation de diamètre linéaire, ΔR : La courbe de diamètre linéaire est en fait obtenue grâce à une intégration de la variation de vitesse de l'atmosphère. Cette dernière peut être déduite de l'observation spectroscopique des raies, qui se déplacent par effet Doppler au cours de la pulsation, comme montré dans la figure 1.29, issue de [Nardetto et al. \(2006\)](#). Ce graphique permet également de voir une déformation assez prononcée des raies lors de la pulsation. Celle-ci est due au fait que la vitesse radiale n'est pas une vitesse globale mais a une valeur différente en tout point de la sphère. En effet, elle correspond à la vitesse de pulsation réelle projetée sur notre axe de visée. On appelle **facteur de projection** le rapport entre ces deux vitesses. Nous aurons l'occasion d'en reparler plus en détails dans les chapitres à venir du présent manuscrit.

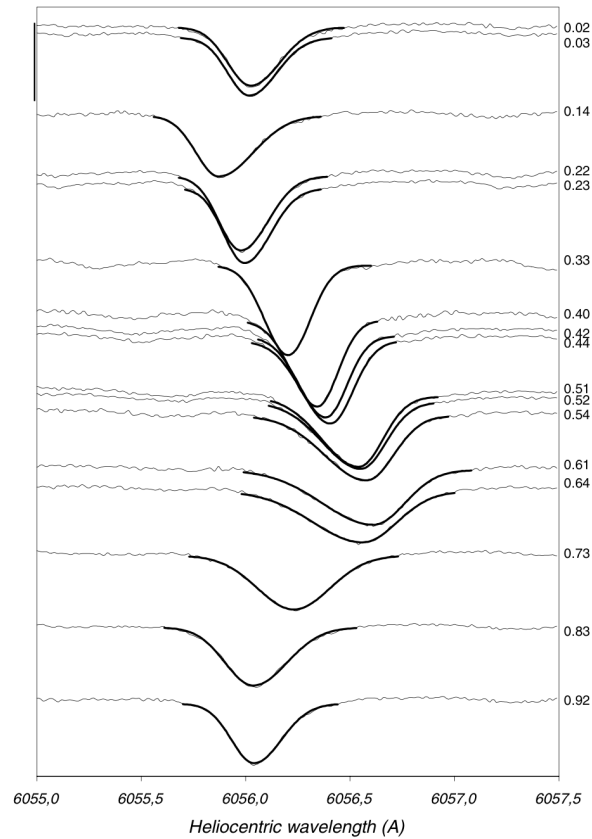


FIGURE 1.29 – Évolution d’une raie spectrale de la Céphéide β Dor (en trait fin) et ajustement d’un modèle bi-gaussien (en trait gras). On peut voir très clairement le décalage de la raie dû au mouvement de l’atmosphère. La phase de pulsation est donnée en abscisse, à droite. Ce graphique est issu du papier de [Nardetto et al. \(2006\)](#).

Une fois obtenues ces deux grandeurs, on peut tout simplement appliquer la relation géométrique :

$$d = \frac{2\Delta R}{\Delta\theta} \quad (1.26)$$

Ce qui se traduit par la relation fondamentale suivante :

$$\theta(t) = \theta_{t=0} + \frac{2}{d} \int_0^t v_{\text{puls}}(\tau) d\tau \quad (1.27)$$

En pratique, les complications comme celle du p -facteur que nous venons de citer rendent cette équation légèrement plus complexe, et on ne peut plus parler de relation purement géométrique. En effet, il faut introduire dans cette approche simple des notions complexes de physique stellaire, qui ne sont aujourd’hui pas encore tout à fait comprises.

Chapitre 2

La méthode SPIPS

Sommaire

2.1	La méthode SPIPS	48
2.1.1	Contexte	48
2.1.2	Utilisation de SPIPS	50
2.1.3	Etat de l'art : Limites et biais actuels	63
2.2	Le facteur de projection	65
2.2.1	Explication générale	65
2.2.2	Principaux résultats de la littérature	69
2.2.3	Approche spectro-interférométrique	71
2.3	Vers une calibration de la méthode SPIPS	76
2.4	Liste non exhaustive des jeux de données utilisés au cours de ma thèse	77
2.5	Publication : Mérand et al. (2015)	80

2.1 La méthode SPIPS

2.1.1 Contexte

La méthode de la parallaxe-de-pulsation que nous venons de présenter est utilisée sous différentes formes. Une des implémentations les plus classiques est la méthode de Baade-Wesselink (BW), dont le principe est d'utiliser deux couleurs pour déterminer la taille angulaire (Baade, 1926; Wesselink, 1946). De fait, cette méthode a été proposée pour la première fois par Lindermann, mais le crédit ne lui est que rarement attribué (Lindemann, 1918). Une alternative à la méthode de BW classique est la méthode de BW dite "interférométrique" (IBW). Comme son nom l'indique, celle-ci utilise des mesures interférométriques pour déterminer la variation de diamètre angulaire. Une troisième implémentation très utilisée de la parallaxe-de-pulsation est la méthode de l'IRSB (*near-infrared surface brightness* : brillance de surface dans le proche infrarouge), dont le principe est de déterminer le diamètre angulaire à partir de relations de brillance de surface dans l'infrarouge (par exemple celles de Kervella et al. (2004a)). Cette méthode fut introduite pour la première fois par Fouque and Gieren (1997), et est très largement utilisée car elle permet de construire des relations P-L dans l'infrarouge, moins dispersées et moins sensibles aux effets de métallicité que les relations P-L dans le visible. L'équation de principe de toutes ces méthodes est la même :

$$\theta(t) = \theta_{t=0} + \frac{2}{d} \int_0^t v_{\text{puls}}(\tau) d\tau \quad (2.1)$$

Bien que les différentes implémentations de la méthode de la parallaxe-de-pulsation puissent en théorie atteindre une précision statistique de l'ordre du pourcent (Mérand et al., 2005b), elles reposent sur des hypothèses ou modèles limitant leur précision systématique. En particulier, ces techniques reposent sur l'utilisation d'un facteur de projection, p , utilisé pour convertir la vitesse radiale (mesure spectrale intégrée sur tout le disque) en vitesse de pulsation *réelle* de l'atmosphère. Cela constitue actuellement une limite non négligeable, de l'ordre de 5 à 10%. Une autre incertitude importante est provient de la présence d'enveloppes circumstellaires, connues pour être communes dans la population des Céphéides (Kervella et al., 2006; Mérand et al., 2006, 2007; Gallenne et al., 2013a). Celles-ci affectent à la fois la photométrie infrarouge et les mesures de diamètres interférométriques (généralement réalisées en bandes H ou K). Pour prendre en compte cet effet et réduire les biais photométriques de la méthode, Mérand et al. (2015) - dont nous joignons la publication à la fin de ce chapitre - propose une implémentation originale permettant un ajustement simultané de toutes les observables (e.g. photométrie dans toutes les bandes et filtres, interférométrie, vitesses radiales, températures effectives et bientôt synthèse de spectres) *via* une minimisation standard de χ^2 : le code SPIPS (*Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars*). Cette approche permet de détecter des biais photométriques tels qu'un excès infrarouge, ainsi que de palier aux éventuels "trous" dans l'échantillonnage en phase des données (en raison du grand nombre de références utilisées). Cela confère donc à l'ajustement une plus grande robustesse globale (le diamètre angulaire est par exemple contraint à la fois par l'interférométrie et par la photométrie). En outre, cette méthode permet de propager les erreurs de façon à prendre en

compte les éventuelles dégénérescences entre paramètres (par opposition à une application *par étapes séparées* : ajustement des vitesses radiales pour déterminer le diamètre linéaire, puis ajustement de la photométrie pour ajuster le diamètre angulaire, et enfin calcul du rapport entre les deux pour mesurer la distance).

Le code SPIPS intègre également des modèles d’atmosphère ATLAS9 pour permettent de calculer des courbes de photométrie synthétique à partir de la température effective et du $\log(g)$. Cette approche permet d’éviter les incertitudes liées à la calibration des relations de brillance de surface, car tout est calculé de façon interne à SPIPS. Ainsi, la photométrie en bande B est déterminée de la façon suivante :

$$B = B_{\theta=1\text{mas}}(T_{\text{eff}}, \log(g)) - 5 \log(\theta) + A_B \times E(B - V) \quad (2.2)$$

Où $B_{\theta=1\text{mas}}(T_{\text{eff}}, \log(g))$ est une grille de magnitudes calculée pour une étoile de 1 mas, interpolée d’après une grille de modèles d’atmosphères espacés de 250 K en température et de 0.5 en $\log(g)$. La température T_{eff} est ajustée au données photométriques *via* une intégration de la bande passante du filtre utilisé (permettant l’usage de n’importe quel filtre de caractéristiques connues). Le $\log(g)$ est quant à lui déterminé grâce aux paramètres de l’étoile : la masse est déduite des modèles de [Bono et al. \(2001\)](#) et le rayon linéaire est déduit directement de l’ajustement global des données.

Les données interférométriques permettent de calculer un diamètre de disque uniforme, qui doit être converti en disque assombri. Les coefficients de correction $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}}$ publiés n’ont pas été jugés satisfaisants par les auteurs de SPIPS car en général ils ne tiennent pas compte de la dépendance de ce facteur avec la fréquence spatiale des observations. Les profils de visibilité d’un disque uniforme et d’un disque assombri sont légèrement différents, et le coefficient $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}}$ n’est donc pas le même pour toutes les bases et longueurs d’onde utilisées. Le calcul de ces coefficients est donc réalisé lui aussi de façon interne à SPIPS, qui convertit les diamètres UD en diamètres dits "de Rosseland". Le diamètre de Rosseland est lié à la définition même de la photosphère d’une étoile : il s’agit de l’endroit des points de l’atmosphère pour lesquels l’opacité τ vaut 1, et qui répond à l’équation $L_{\text{bol}} \propto R_{\text{Ross}}^2 T_{\text{eff}}^4$. Il faut noter que cette approche paraît intuitive mais ne correspond pas à la définition de la plupart des modèles d’assombrissement centre-bord. En particulier, les modèles plan-parallèle comme ATLAS9 paramétrisent la position sur l’étoile par un angle tendant vers l’infini au limbe, ils ne sont donc pas adaptés à ce calcul. Pour calculer des profils d’intensité dans chaque longueur d’onde, SPIPS utilise donc des modèles sphériques SATLAS ([Neilson and Lester, 2013](#)). Le bord de l’étoile ($r = 1$) dans ces modèles ne correspond pas non plus au diamètre de Rosseland, un facteur de correction est donc calculé dans SPIPS (voir la figure 2.1). Pour cela, le profil d’intensité est converti en fonction de visibilité (grâce à une transformation de Hankel) ; et normalisé à une fonction de visibilité synthétique déduite de l’ajustement de SPIPS. Le facteur de normalisation correspond alors au rapport $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{Ross}}$.

Le code SPIPS est donc novateur pour deux raisons. (1) Les observables sont ajustées grâce

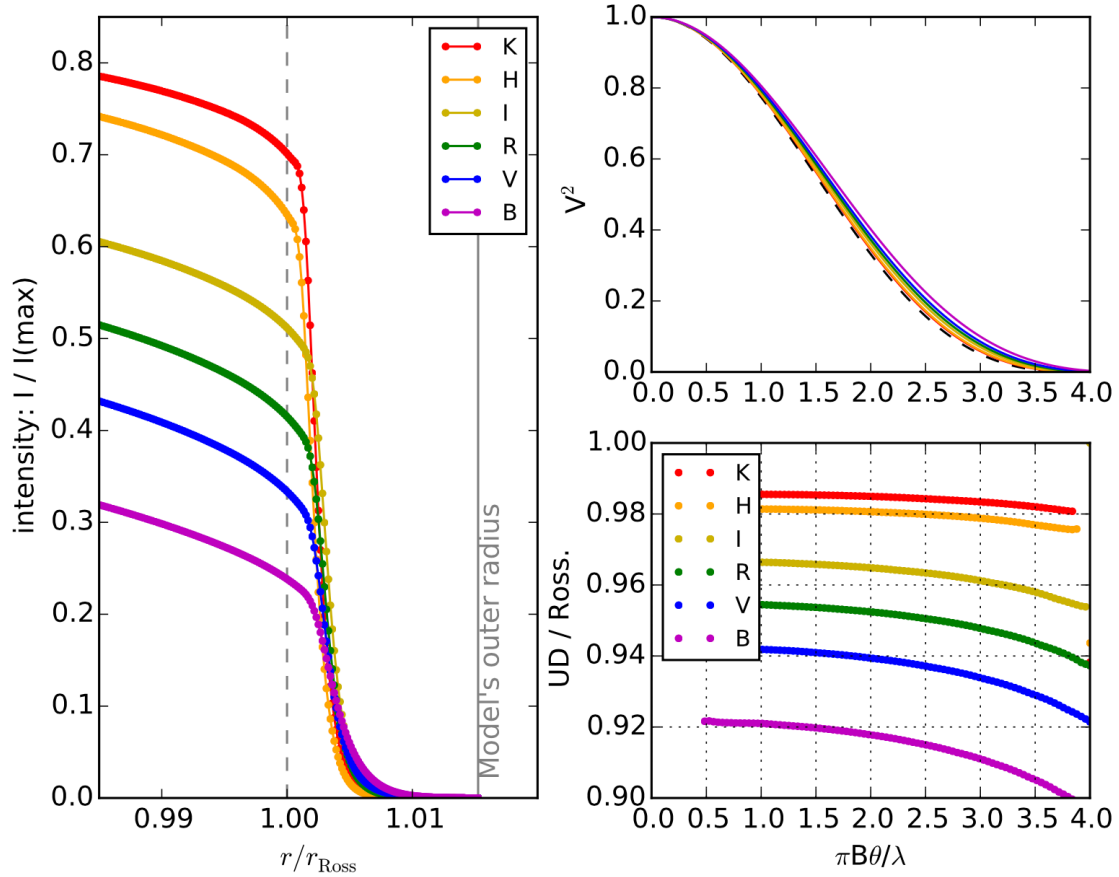


FIGURE 2.1 – Calcul des corrections $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$. selon la fréquence spatiale des observations interférométriques. À gauche : profils d'intensités calculés à partir d'un modèle SATLAS pour $T_{\text{eff}} = 6000$ K, $\log(g) = 1.5$ et $M = 10 M_{\odot}$. À droite en-haut : Courbes de visibilité résultantes, en fonction de la fréquence spatiale $\pi B\theta/\lambda$ (en pointillés, celle correspondant au diamètre de Rosseland). À droite en-bas : facteurs $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$. résultants, et leur dépendance avec la fréquence spatiale. Ce graphique est issu de [Mérand et al. \(2015\)](#).

à des modèles directement intégrés à SPIPS. Contrairement aux implémentations classiques de la parallaxe-de-pulsation, cela permet de prendre en compte la physique des Céphéides. (2) On fait un ajustement global de toutes les observables disponibles, ce qui permet une meilleure précision statistique ainsi qu'un calcul cohérent de la propagation des erreurs. De plus, la sur-contrainte de certains paramètres permet de détecter d'éventuels biais (par exemple photométriques), et assure une meilleure robustesse globale de l'ajustement. Pour plus de détails, le lecteur est invité à se référer à l'article de [Mérand et al. \(2015\)](#), à la fin de ce chapitre.

2.1.2 Utilisation de SPIPS

Dans cette section, je vais présenter les différentes étapes classiques de l'utilisation du code SPIPS, que je vais appliquer à la Céphéide U Car, à titre d'exemple.

Première étape : collecte et mise en forme des données

La première étape indispensable avant de pouvoir faire tourner le code SPIPS est bien évidemment de lui donner des données à ajuster. Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent, le code peut prendre en compte 4 types d'observables : des vitesses radiales (VRs), des diamètres angulaires issus d'observations interférométriques, de la photométrie multi-bandes et multi-filtres, ainsi que des températures effectives (T_{eff}) spectroscopiques. J'ai été confrontée dès le début de ma thèse à l'inhomogénéité des formats dans lesquels les différentes archives en ligne affichent les données. À l'heure d'aujourd'hui il n'existe aucune base de données complète et à jour dédiée aux Céphéides, ce qui constituerait un outils précieux. Comme je n'ai étudié qu'une vingtaine de Céphéides en tout, collecter les données "à la main" ne m'a pas posé de problème. Une automatisation du processus est cependant en cours, et c'est l'objet d'une prochaine thèse proposée par mes directeurs. Pour ma part je me suis principalement servie de :

- La librairie VizieR, gérée par le Centre de Données Astronomiques de Strasbourg (CDS) et qui regroupe un grand nombre de catalogues astronomiques¹. En faisant une recherche systématique d'après le nom usuel d'une Céphéide, on peut facilement accéder à toutes les séries temporelles de données la concernant (catalogues associés à la mention anglaise "*Time series*"). Cette base ne contient cependant pas de données antérieures aux années 90, qui nous intéressent également. Elle ne contient pas non plus toutes les données contemporaines, mais uniquement celles qui ont été ajoutées par leurs auteurs respectifs. En faisant une recherche d'après le nom "TYCHO" de l'étoile (donné par exemple dans SIMBAD, une base générale de données et d'identification d'objets stellaires gérée par le CDS), on peut également avoir accès aux données photométriques des catalogues Tycho et Hipparcos.
- L'archive de l'université de McMaster, une base regroupant les données photométriques et vitesses radiales de 859 Céphéides galactiques classiques et de type II². À l'inverse de VizieR, cette archive ne contient aucune donnée postérieure à 1998, année de la dernière mise à jour du site. Cela rend les deux sources complémentaires ; il y a même un léger recouvrement entre les deux. Pour chaque Céphéide, l'archive nous renvoie une page listant les références des différentes données. Pour chacune d'elles on peut ensuite avoir accès à un tableau de données, une explication des données, et parfois le résumé de l'article correspondant.

1. <http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR>.

2. <http://crocus.physics.mcmaster.ca/Cepheid/>.

- La base bibliographique ADS (*Astrophysics Data System*) gérée par l'Observatoire Astrophysique Smithsonian (SAO) et financé par la NASA ³. Une recherche selon le nom d'une Céphéide peut permettre de trouver différentes sources de données qui n'ont pas été cataloguées dans VizieR. La recherche est cependant moins automatique, elle n'a donc d'intérêt que si l'on travaille avec un petit nombre d'étoiles, ou si l'on sait d'avance ce que l'on recherche.

Après avoir récupéré toutes ces données, et en ne gardant que la photométrie dans les bandes *BVRI* et *JHK*, on obtient pour U Car un total de 73 vitesses radiales, 108 magnitudes infrarouges, et 1443 magnitudes et couleurs optiques. Ce grand nombre de données est en fait représentatif de ce que l'on obtiendrait pour près d'une centaine de Céphéides galactiques proches (dans un rayon inférieur à 2 kpc). Pour U Car, je dispose également de données interférométriques de l'instrument PIONIER installé au VLTI, qui seront présentées plus en détails dans le chapitre 5. Avant de pouvoir utiliser les données, il faut les mettre dans le "format SPIPS". Le code prend en entrée une liste python contenant un *tuple* par point construit de la forme suivante :

- Pour les vitesses radiales : (mjd, 'vrad', valeur, erreur)
- Pour les magnitudes : (mjd, 'mag', 'filtre', valeur, erreur)
- Pour les couleurs : (mjd, 'color', 'filtre1-filtre2', valeur, erreur)
- Pour les diamètres de disque uniforme : (mjd, 'UDDiam', [wl (um), *baseline (m)*], valeur, erreur)
- Pour les diamètres de disque assombri : (mjd, 'diam', *[wl (um), baseline (m)]*, valeur, erreur)
- Pour les T_{eff} : (mjd, 'teff', valeur, erreur)

Le code SPIPS est capable de reconnaître la plupart des filtres classiques utilisés en astrophysique. L'utilisateur est cependant libre d'en ajouter de nouveaux, dans le format VOTable, pouvant être téléchargés depuis le service de profils de filtres de l'Observatoire Virtuel Espagnol (*Spanish Virtual Observatory*, ou SVO ⁴). Il n'est pas toujours trivial de savoir quel filtre utiliser. En effet, les données étant parfois assez vieilles ou provenant d'instruments peu connus, la nature exacte des filtres utilisés et de leur calibration peuvent être incertaines. Pour cette raison, on peut parfois voir apparaître des décalages entre différents jeux de données, ou entre les données et le modèle dans certaines bandes. En pratique, l'erreur systématique due aux biais photométriques est de 0.02 à 0.03 magnitudes. La table 2.2 (rejetée à la fin du présent chapitre) présente les couleurs, magnitudes, références et systèmes photométriques que j'ai le plus largement utilisé. À la fin de ma thèse j'ai décidé d'exclure les bandes *R* et *I* de la photométrie, car elles correspondent au domaine de longueur d'onde

3. <http://adswww.harvard.edu>

4. <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps3/index.php?mode=browse>

dans lequel la sensibilité des détecteurs CCD commence à baisser, et leur réponse à présenter un comportement non-linéaire. Ces bandes ont donc tendance à ajouter des biais dans la modélisation, sans pour autant apporter beaucoup d'information pertinente pour SPIPS. En effet, le rougissement et la température sont plutôt contraints par la photométrie en bandes B et V , alors que l'enveloppe se voit surtout en bandes H et K .

Pour une meilleur homogénéité des données, j'ai en général converti toutes les données infrarouges du système SAAO vers le système CTIO. J'ai utilisé pour cela les formules de conversion données par [Carter \(1990\)](#) :

$$\begin{aligned} J_{\text{CTIO}} &= J_{\text{SAAO}} - 0.134 \times (J - K)_{\text{SAAO}} - 0.001 \\ H_{\text{CTIO}} &= H_{\text{SAAO}} - 0.022 \times (J - K)_{\text{SAAO}} + 0.004 \\ K_{\text{CTIO}} &= K_{\text{SAAO}} - 0.027 \times (J - K)_{\text{SAAO}} - 0.003 \end{aligned}$$

Le système SAAO est utilisé par les observateurs de l'Observatoire Astronomique d'Afrique du Sud. Plusieurs relations de passage vers d'autres systèmes courants sont résumées sur la page http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Systems/Sys_137/fig_137.gif. Pour toutes les données réalisées dans le système Johnson-Cousin, nous avons utilisé les profils de filtres révisés et recalibrés par [Mann and von Braun \(2015\)](#). Les principales données de vitesse radiale que j'ai utilisées durant ma thèse sont regroupées dans la table 2.3 (rejetée à la fin du présent chapitre). La première colonne donne la référence (cette liste n'est bien sûr pas exhaustive ! En particulier, il y a beaucoup de données qui n'ont été référencées ni dans la librairie `Vizier` ni dans l'archive de l'université de McMaster, elles sont donc plus difficiles à trouver). La seconde colonne précise l'instrument et le télescope utilisés. La troisième colonne précise la méthode utilisée pour calculer la vitesse radiale. Il s'agit dans presque tous les cas d'une corrélation croisée (CC) du spectre (entier ou partiel) par un masque binaire, suivi d'un ajustement gaussien du profil de CC trouvé. J'ai volontairement privilégié ces données pour des raisons qui seront expliquées en détails dans la partie 2.2. Enfin, la dernière colonne concerne le point-zéro de la vitesse, qui varie d'un instrument à l'autre. La plupart des données récentes sont corrigées pour correspondre au standard IAU. D'autres données sont calibrées pendant les observations mêmes grâce à l'usage d'une lampe donnant un spectre au repos avec des raies d'émission particulières dont la position peut être calculée de façon précise. D'autres auteurs donnent simplement la valeur du décalage observé par rapport à des données issues d'un autre instrument. Tous ces effets sont bien sûr à prendre en compte de manière attentive lors de l'usage de SPIPS.

Création d'un dictionnaire de paramètres

Outre les données, il faut également donner à SPIPS un dictionnaire contenant les paramètres d'entrée, qui vont dans un premier temps être des *first guess*, des "valeurs devinées". Le dictionnaire doit contenir les paramètres listés ci-après.

Les éphémérides : Elles permettent la mise en phase des données. Il s'agit de la date de référence 'MJD0' telle que $\text{MJD}_0 = \text{JD}_0 - 2400000.5$ (Cette donnée n'est en général pas ajustée mais fixée par l'utilisateur) ; la période P_0 (en jours), 'PERIOD' ; et une variation de période dP/dt (en secondes par an), 'PERIOD1'. SPIPS autorise une description plus complexe de la variation de période (polynomiale ou sinusoïdale), mais c'est en pratique rarement utile pour les Céphéides classiques. En première approche, on peut par exemple prendre comme date de référence la date moyenne des données, une période trouvée dans la littérature, et une variation de période nulle. Dans le simple cas d'une variation linéaire de période au cours du temps, chaque MJD_i du vecteur contenant les observations peut être associé à une période P_i définie d'après la relation suivante :

$$P_i = P_0 + \frac{(\text{MJD}_i - \text{MJD}_0) \times dP/dt}{24 \times 3600 \times 365.25} \quad (2.3)$$

Pour chaque couple de valeurs (MJD_i, P_i) , la phase ϕ_i est calculée par SPIPS à partir de l'équation suivante :

$$\phi_i = \frac{(\text{MJD}_i - \text{MJD}_0) \bmod P_i}{P_i} \quad (2.4)$$

Les paramètres du modèle de vitesse pulsante : Les données de vitesse radiale sont ajustées par un modèle de vitesse pulsante - et non radiale. Il y a cependant bijection entre les deux courbes, qui sont directement reliées par le facteur de projection p . Plusieurs méthodes sont possibles pour décrire le modèle. La plus simple (et en général très efficace) est d'utiliser une description en série de Fourier, dans quel cas les paramètres sont de la forme 'VPULS A0', 'VPULS A1', 'VPULS A2', ..., 'VPULS PHI1', 'VPULS PHI2', ... (voir figure 2.2, à gauche). La fonction décrivant la courbe de vitesse pulsante $V_{\text{puls}}(\phi)$ est alors de la forme :

$$V_{\text{puls}}(\phi) = pV_{\text{rad}}(\phi) = a_0 + \sum_i [a_i \cos(2\pi i\phi + \phi_i)] \quad (2.5)$$

On peut également utiliser une fonction de splines à noeuds flottants, définis par les paramètres 'VPULS VAL0', 'VPULS VAL1', ..., 'VPULS PHI0', 'VPULS PHI1', ... (représentant les coordonnées des noeuds). Il s'agit d'une fonction continue par morceaux, dont chaque portion (entre deux noeuds consécutifs) est une interpolation polynomiale (voir figure 2.2, au centre). Cette méthode a l'avantage de permettre une modélisation plus "lisse" des données, la convergence prend cependant plus de temps en raison de l'instabilité numérique.

Une variante consiste à rendre les noeuds semi-fixes, en ajoutant une contrainte décrivant les abscisses qu'ils peuvent occuper. Cette méthode est semblable à la précédente mais permet une convergence plus rapide, en raison de la diminution du nombre de degrés de liberté. Dans cette méthode, on définit une phase de référence ϕ_0 ('VPULS PHI0') autour de laquelle vont se répartir les noeuds, selon une grille définie par le paramètre 'VPULS POW' (nommons-le p). Pour chaque noeud, on considère une abscisse préliminaire

$x_{0,i}$, définie de façon à ce que tous les noeuds soient espacés régulièrement sur l'intervalle $[-0.5, 0.5]$ (en python : `x0 = np.linspace(-0.5, 0.5, n_noeuds)`). La position x_i finale de chaque noeud est alors donnée par la formule : $x_i = (x_{0,i}/|x_{0,i}|)|x_{0,i}|^p + \phi_0$ (soit : `x0 = np.sign(x0)*(np.abs(x0)**dico['VPULS POW'])+dico['VPULS PHI0']`). Les autres paramètres donnent quant à eux la position verticale des noeuds : 'VPULS VAL0', 'VPULS VAL1', ... (voir figure 2.2, à droite).

Le choix de l'une ou l'autre de ces méthodes dépend principalement de la qualité des données (densité et dispersion) et de la forme de la courbe. Le mieux est en général d'utiliser les séries de Fourier, qui sont plus stables numériquement. Ce n'est cependant pas toujours possible, comme le montre d'ailleurs l'application de SPIPS à U Car. Sur la figure 2.2, on peut voir que l'usage d'ordres élevés dans la série de Fourier, nécessaires pour reproduire la pente importante lors du rebond de l'atmosphère entre les phases 0.8 et 1.0, introduit des oscillations non physiques dans le reste de la courbe en raison de la dispersion des données. L'utilisation des splines est donc plus indiquée. Les noeuds flottants ou semi-fixes mènent en général à des résultats semblables comme le montre l'exemple de U Car. Dans ce cas précis, on notera cependant que le temps de convergence de SPIPS a été environ 4 fois moins long en utilisant des noeuds semi-fixes. Pour les trois méthodes, on peut également ajouter un mot clé 'VPULS KIND', permettant de préciser si l'on souhaite une extrapolation de type cubique (valeur par défaut), ou quadratique.

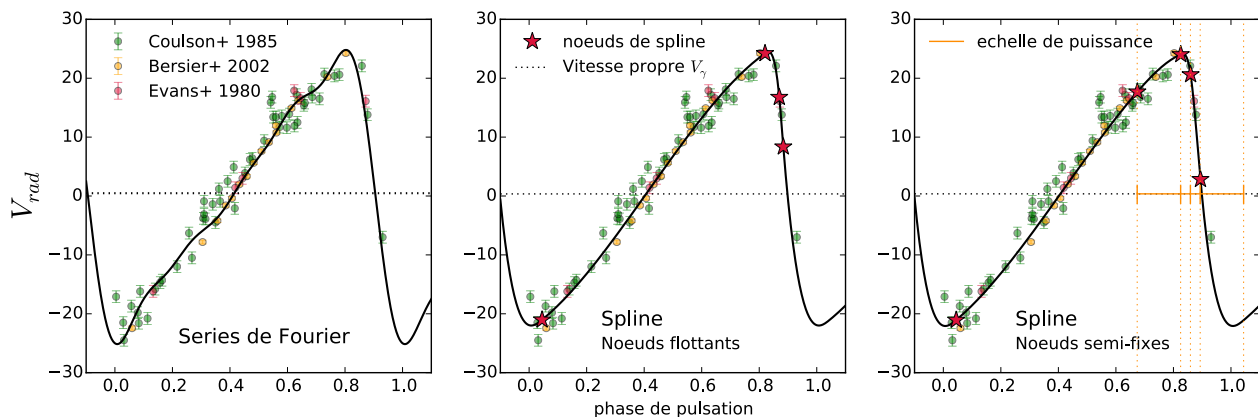


FIGURE 2.2 – Différentes méthodes d'ajustement des vitesses radiales. **À gauche** : séries de Fourier. **Au centre** : fonction Spline à noeuds flottants. **À droite** : fonction Spline à noeuds semi-flottants.

Les paramètres du modèle de température effective : Ce modèle sera ajusté aux données photométriques. Il est défini de la même façon que le modèle de vitesse radiale, avec des mots clés commençant par 'TEFF' au lieu de 'VPULS'. Pour la température, les séries de Fourier constituent en général le meilleur choix en raison du grand nombre de données, ga-

rantissant dans la plupart des cas une excellente couverture en phase. Cette méthode permet également une convergence plus rapide. On peut voir que la photométrie est ajustée de façon indirecte *via* la température effective. SPIPS permet en fait de convertir la photométrie en température grâce à une grille de distributions spectrales d'énergie synthétiques (appelées en général SED pour *Spectral energy distribution*) calculées pour des couples $(T_{\text{eff}}, \log(g))$ donnés. La conversion entre magnitudes et densité de flux s'obtient en grâce à une intégration sur le profil du filtre utilisé, d'où l'importance de renseigner cette information le plus soigneusement possible lors de l'usage de SPIPS. Le modèle servant à ajuster la photométrie peut également être paramétrisé en fonction de la luminosité, et non de la température effective. Les mots clés commencent alors par 'LUM'. Cette démarche est en fait équivalente, car pour une étoile de rayon donné, les deux grandeurs sont directement reliées par la loi de Stefan-Boltzmann. Je n'ai cependant pas fait usage de cette méthode au cours de ma thèse.

Les autres paramètres de base :

- Le diamètre angulaire à la phase zéro 'DIAMO', en mas. En première approche pour U Car, nous allons prendre la valeur de 1 mas, diamètre typique des Céphéides galactiques proches.
- L'extinction interstellaire 'E(B-V)', qui peut être gardée nulle en point de départ.
- La distance 'd_kpc', exprimée en kpc. Pour U Car, prenons une valeur arbitraire de 1.0 kpc.
- Le p -facteur 'P-FACTOR', dont la valeur varie typiquement entre 1.2 et 1.35. Pour U Car nous allons le garder fixé à 1.27 (Mérand et al., 2005b), et ajuster uniquement la distance.

Paramètres optionnels :

- Le paramètre de la loi d'extinction adoptée, 'Rv'. Il permet d'exprimer la variation de l'extinction en fonction de la longueur d'onde. Dans le cadre du milieu interstellaire diffus de la Voie Lactée, on adopte en général $R_V = 3.1$ (Fitzpatrick, 1999), et il s'agit de la valeur par défaut implémentée dans SPIPS. En principe, cette valeur n'est cependant pas constante partout et varie typiquement de 2.1 à 5.5, selon les propriétés des grains présents dans le milieu. Il est important de garder à l'esprit que cette loi définit la façon dont l'extinction interstellaire est calculée. La figure 2.3, issue du papier de Fitzpatrick (1999) montre les courbes d'extinction obtenues pour différentes valeurs de R_V . Dans SPIPS, les tables 3 et 4 de ce même papier ont été implémentées pour le calcul du rougissement.
- La métallicité 'METAL'. Cette grandeur n'est en général pas ajustée par SPIPS mais gardée fixe, sa valeur par défaut étant de 0.0. Ce paramètre est utilisé dans le calcul des brillances de surface à partir des modèles ATLAS.

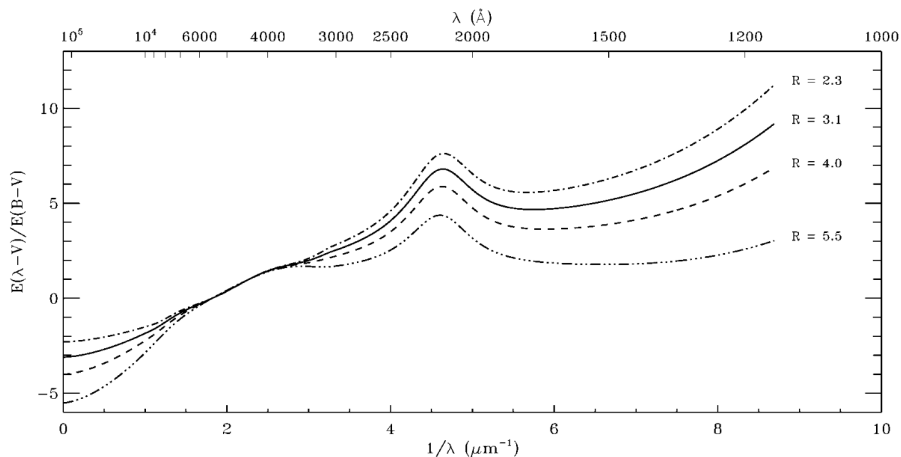


FIGURE 2.3 – Courbes d’extinction (allant de l’infrarouge lointain jusqu’aux UV) obtenues pour différentes valeurs du paramètre R_V . Ce graphique est issu du papier de [Fitzpatrick \(1999\)](#).

- Les excès de magnitude dans les bandes H ou K , ‘K EXCESS’ et ‘H EXCESS’. Ces deux paramètres permettent de mettre en évidence la présence d’une possible enveloppe circumstellaire, un phénomène fréquent chez les Céphéides. Si l’on dispose de données interférométriques réalisées en bande K , ce paramètre permettra également de les ajuster en prenant l’enveloppe en compte. En effet, les mesures de diamètre sont légèrement biaisées car l’enveloppe fait apparaître l’étoile plus grande. Cet effet dépend de la longueur de base utilisée (ce qui est également pris en compte dans le code SPIPS), comme le montre la figure 2.4. Un exemple réalisé avec SPIPS est détaillé en figure 2.5 : on peut voir que l’étoile apparaît plus grosse que ce qui est calculé par le modèle, et que cet effet dépend de la longueur de base des observations interférométriques. L’étoile apparaît également plus brillante que ce que l’on attend dans les bandes H et K .
- Les paramètres permettant de corriger la photométrie de la présence d’un compagnon non-pulsant dans le champs de vue des instruments : ‘COMP DIAM’, ‘COMP TEFF’ et ‘COMP LOGG’. La figure 2.6 montre l’effet qu’aurait un compagnon sur la photométrie en bande B et V de U Car. J’ai supposé ici un compagnon chaud de type B3V ($T_{\text{eff}} = 17000$ K, $\log(g) = 4.1$ et $R = 3.2R_{\odot}$). Ces paramètres de SPIPS sont particulièrement utiles pour prendre en compte l’ajustement d’un compagnon proche (typiquement < 50 mas) et chaud (types spectraux allant de O à A).
- Les paramètres ‘PERIOD1’, ‘PERIOD2’, ‘PERIOD3’,... Ils permettent une description polynomiale de la variation de période, d’ordre plus ou moins élevé. Les paramètres ‘PERIOD SIN AMP’, ‘PERIOD SIN PHI’ et ‘PERIOD SIN PER’ permettent une description sinusoïdale de la variation de période. Enfin, les paramètres ‘PERIOD MJD’ et ‘PERIOD VAL’ permettent d’ajuster différentes valeurs de la période dans des fenêtres temporelles données.

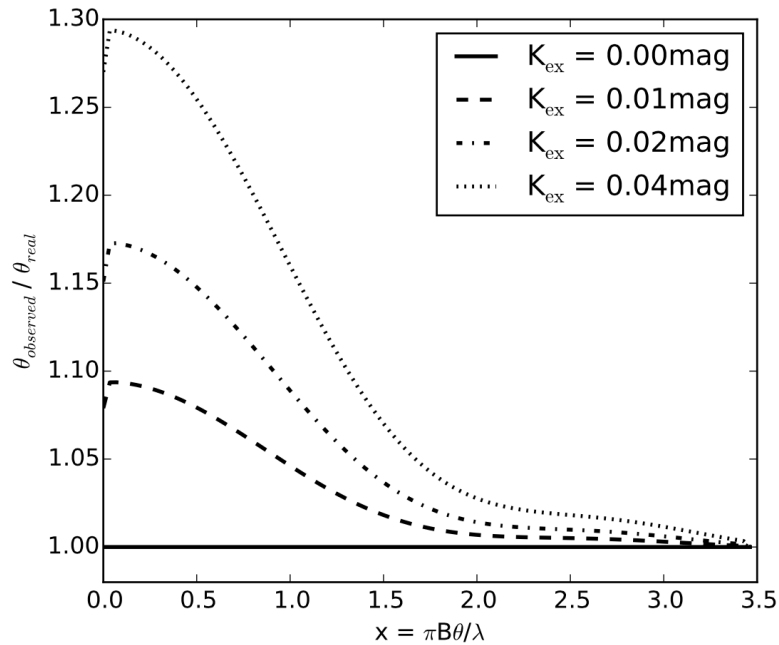


FIGURE 2.4 – Biais lié à la présence d’une enveloppe circumstellaire dans les diamètres interférométriques en bande K , en fonction de la fréquence spatiale des observations. Ce graphique provient du papier de [Mérand et al. \(2015\)](#), qui se trouve à la fin du présent chapitre.

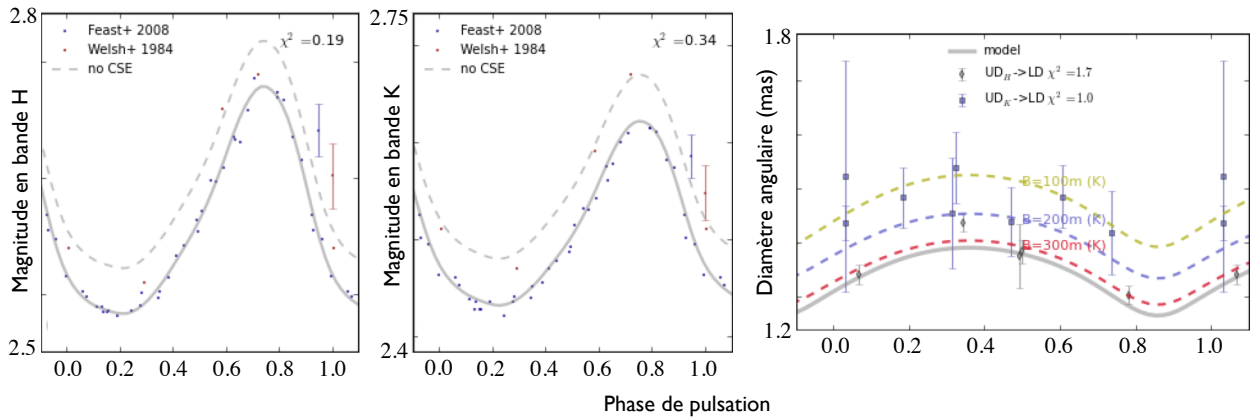


FIGURE 2.5 – Exemple de l’effet de la présence d’une enveloppe sur l’ajustement des données avec SPIPS, ici pour l’étoile X Sgr. À gauche, en ligne pointillée : magnitude en H attendue (déduite des magnitudes synthétiques calculées par SPIPS). En trait plein : magnitude observée. Au milieu : même chose en bande K . À droite : effet de l’enveloppe sur les données interférométriques en bande K , observé ici sur des données (carrés violets) provenant de l’instrument FLUOR à CHARA, réalisées avec des bases d’environ 200 m. Les différentes courbes pointillées correspondent à des longueurs de base de 100, 200 et 300 m.

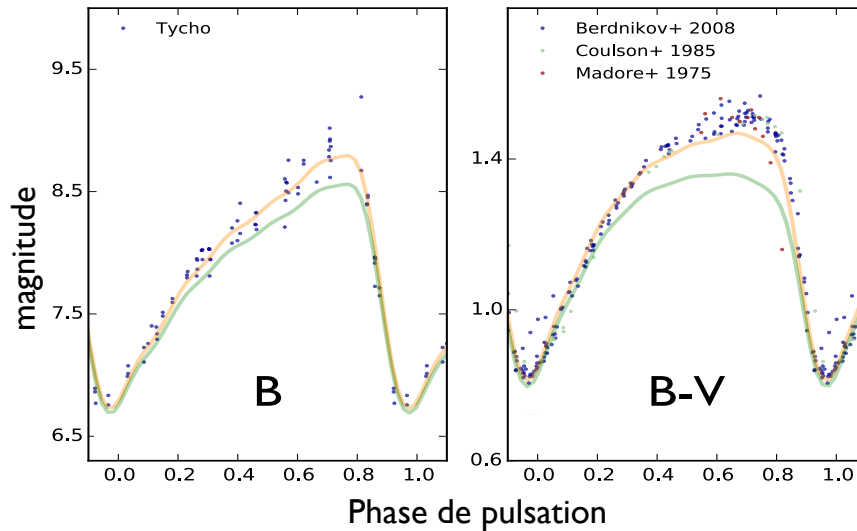


FIGURE 2.6 – Exemple de l’effet de la présence d’un compagnon chaud dans la photométrie en B et $B - V$ de U Car. *En jaune* : modèle sans compagnon. *En vert* : modèle obtenu en introduisant un compagnon.

- Les paramètres '`dMAG_nom_du_filtre`' permettent d’ajouter un offset dans une magnitude donnée (pour corriger par exemple d’une calibration photométrique incertaine).
- Le paramètre '`P-FACTOR LIN`'. Il permet d’introduire une variation temporelle du p -facteur (cependant, la précision avec laquelle on mesure le p -facteur pour le moment, de l’ordre de 5 à 10%, rend l’usage de cette fonction superflu..)
- Le paramètre '`Rshell/Rstar`'. Il permet de mesurer le rapport de taille entre l’enveloppe et la photosphère de l’étoile. Sa valeur par défaut est prise à 2.5. Ce paramètre permet de mesurer un éventuel biais en diamètre et de le corriger. Entre autres, les données interférométriques en H et en K sont très sensibles aux enveloppes.

Il existe d’autres mots clés mais dont je n’ai presque pas fait usage, je me contente donc ici d’exposer les principaux. Une fois que l’on a les observations et le dictionnaire de paramètres, on est prêt à faire tourner le code SPIPS, grâce à la commande `bw2.fit()`. On peut spécifier à cette fonction des mots clés très pratiques, permettant par exemple de régler le pas entre deux itérations consécutives, préciser la condition d’arrêt des itérations, donner le nom des paramètres à ne pas ajuster, le nom de l’étoile, etc. Pour U Car, nous allons prendre le dictionnaire de paramètres d’entrée présenté ci-après.

```

dico = {'MJD0': 48697.096,
        'PERIOD': 38.776,
        'PERIOD1': 0.0,
        'DIAMO': 1.0,
        'E(B-V)': 0.0,
        'VPULS A0': 0.0,
        'VPULS A1': 0.0,
        'VPULS A2': 0.0,
        'VPULS A3': 0.0,
        'VPULS A4': 0.0,
        'VPULS A5': 0.0,
        'VPULS PHI1': 1.0,
        'VPULS PHI2': 1.0,
        'VPULS PHI3': 1.0,
        'VPULS PHI4': 1.0,
        'VPULS PHI5': 1.0,
        'TEFF A0': 5000,
        'TEFF A1': 0.0,
        'TEFF A2': 0.0,
        'TEFF A3': 0.0,
        'TEFF A4': 0.0,
        'TEFF A5': 0.0,
        'TEFF PHI1': 1.0,
        'TEFF PHI2': 1.0,
        'TEFF PHI3': 1.0,
        'TEFF PHI4': 1.0,
        'TEFF PHI5': 1.0,
        'P-FACTOR': 1.27,
        'd_kpc': 1.0,
        'H EXCESS': 0.0,
        'K EXCESS': 0.0}

```

Converger : stratégie générale

Voici le descriptif de la démarche d'ajustement que j'ai adoptée pour la plupart des étoiles sur lesquelles j'ai travaillé, avec parfois quelques variations. Nous allons ici l'appliquer à notre exemple U Car.

- (1) Nous allons commencer par ajuster uniquement les paramètres en lien avec la température et la photométrie : 'TEFF ...', 'DIAMO', 'E(B-V)' et éventuellement 'H EXCESS' et 'K EXCESS'. On va pour cela filtrer le vecteur d'observations pour ne garder que la photométrie, et préciser à SPIPS de ne pas ajuster d'autres paramètres. Nous allons ensuite remplacer notre dictionnaire d'entrée par le dictionnaire des paramètres de meilleur ajustement renvoyé par SPIPS, ce qui devra bien sûr être fait après chaque étape.
- (2) Nous allons refaire tourner le code avec ces mêmes données mais en permettant cette fois l'ajustement des paramètres 'PERIOD' et 'PERIOD1'. On ne peut pas les ajuster dès le départ quand le modèle de température est encore trop loin des données, car cela mènerait trop facilement à un déphasage total des données.
- (3) On va ensuite ajuster tout ce qui concerne les diamètres et la vitesse radiale. Pour cela on commence par exclure temporairement les données de photométrie, et on ajuste les paramètres 'VPULS ...', auxquels on pourra ajouter 'DIAMO' et 'd_kpc' (ou 'P-FACTOR') si l'on dispose de données interférométriques.
- (4) On peut alors réunir toutes les données et réaliser un ajustement plus fin de tous les paramètres.
- (5) Ajustement du MJD_0 : Il est en général préférable de garder ce paramètre fixe lors de l'ajustement, car une légère variation de la date de référence peut provoquer un déphasage assez grand des données et donc empêcher le code de converger. Lors de l'ajustement, le

code SPIPS calcule cependant la date du maximum de luminosité le plus proche du MJD_0 donné en entrée, et une fonction permet de transformer tout le dictionnaire des paramètres pour l'ajuster à cette nouvelle date de référence. Cela se traduit en fait par un simple décalage en phase du modèle, que l'on peut corriger grâce à la fonction `bw2.dephaseParam()`. À ce stade, on obtient pour U Car la figure 2.7, et un χ^2 total de 6.15.

(6) On peut ensuite faire un ajustement plus fin, par exemple en ajustant seulement certains paramètres choisis, en ajoutant de nouveaux mots clés ou en changeant les paramètres de convergence. La fonction `bw2.fit()` permet de changer également le poids donné aux différentes données dans l'ajustement, ce qui peut avoir un effet non négligeable sur le résultat. Dans le cas de U Car, on voit des oscillations dans le modèle de vitesse radiale, nous allons donc finalement utiliser des fonctions splines avec noeuds semi-fixes. On voit aussi dans la photométrie que les données sont légèrement déphasées. Pour améliorer ce point nous allons ajouter des ordres supérieurs dans l'ajustement polynomial de la période de pulsation.

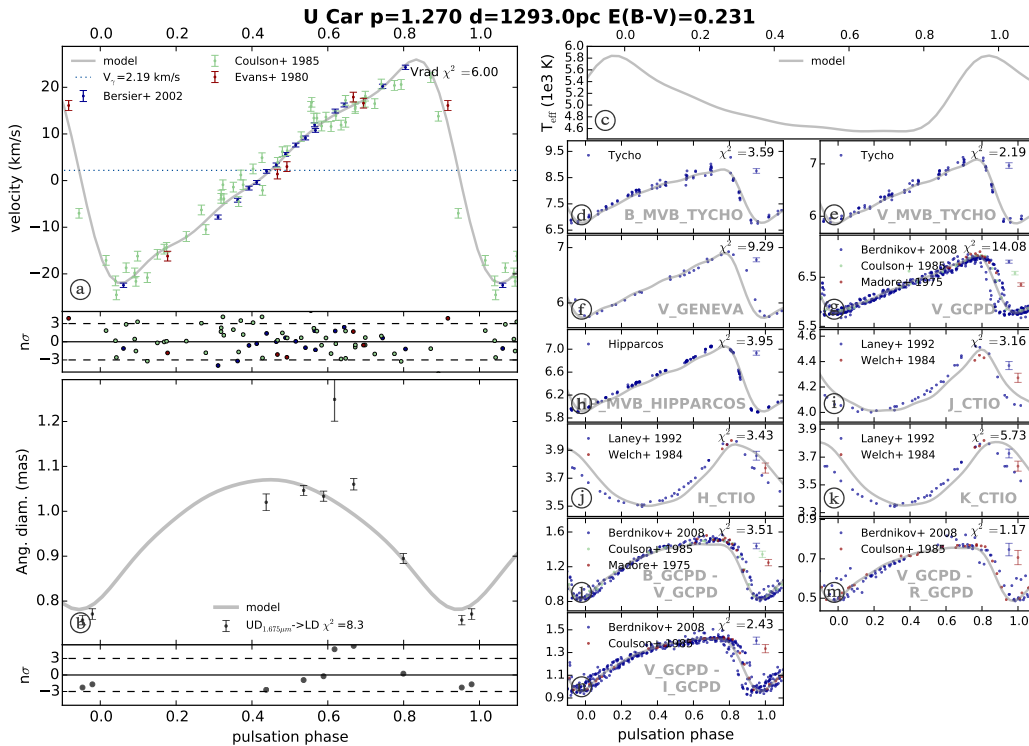


FIGURE 2.7 – Résultat d’ajustement SPIPS basique pour l’étoile U Car.

Résultats et graphiques

À la fin du processus de modélisation, nous obtenons le résultat montré en figure 2.8. Le χ^2 total est maintenant de 2.51 soit une bonne amélioration de l’ajustement (les résultats n’ont cependant pas changé de façon significative, ce qui atteste de la robustesse du

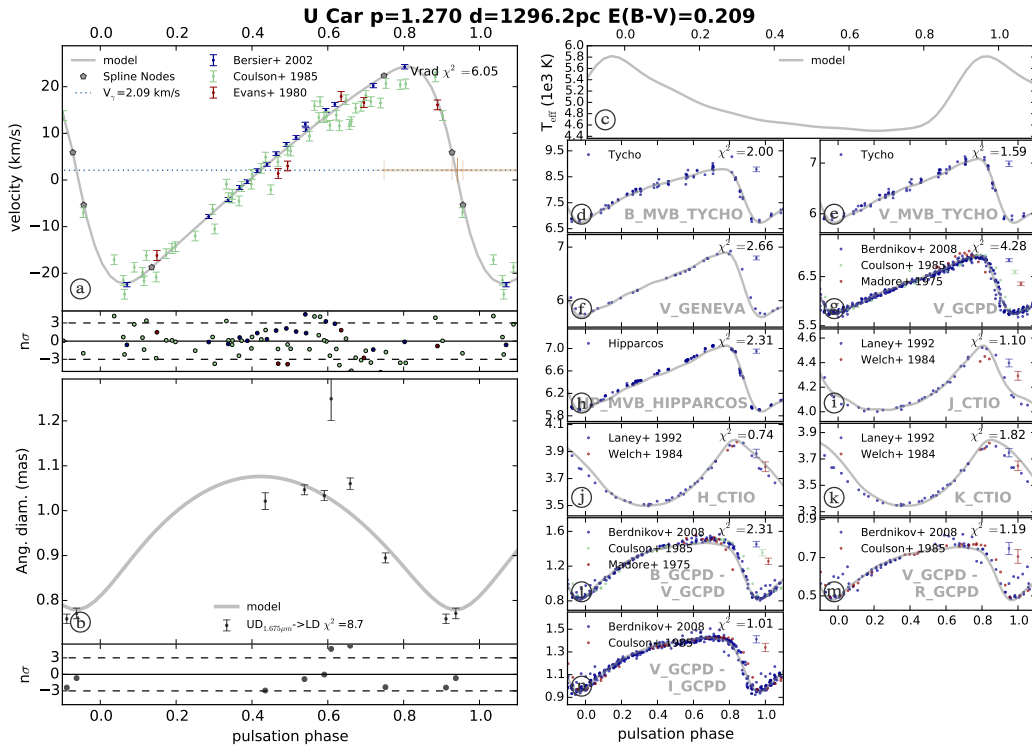


FIGURE 2.8 – Idem qu'à la Figure 2.7, mais nous utilisons cette fois des splines pour ajuster les vitesses radiales, et une description plus complexe de la variation de période.

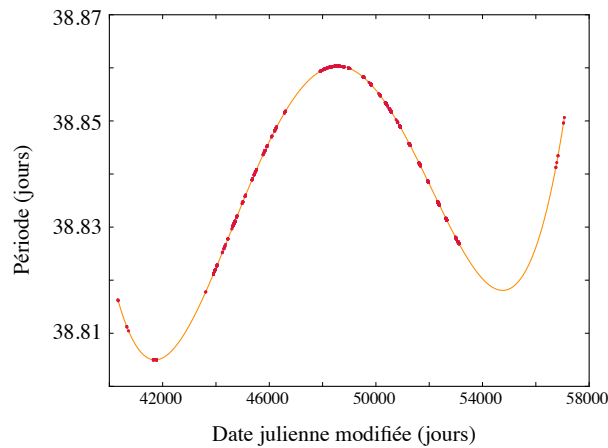


FIGURE 2.9 – Variation de période adoptée pour U Car (en orange), plus complexe qu'une simple variation linéaire. Les points rouges représentent les dates pour lesquelles nous disposons d'observations.

code). La partie de droite montre toutes les données photométriques triées par filtres, les différentes références utilisées (et les couleurs des données correspondantes) ainsi que le χ^2 individuel de chaque panel. En haut à gauche, on peut voir les vitesses radiales (les données

et leurs auteurs), le χ^2 , ainsi que la vitesse moyenne V_γ représentant le déplacement global de l'étoile. Le modèle représenté est celui de la vitesse radiale, bien que l'on ait ajusté un modèle de vitesse pulsante : celui-ci a été divisé par le p -facteur. Enfin, le graphique en bas à gauche représente le modèle de diamètre angulaire et les diamètres interférométriques de disque uniforme (*Uniform disk*, UD), qui ont été convertis en diamètres de disque assombri (*Limb-darkened*, LD). Les rapports $\theta_{(UD)}/\theta_{(LD)}$ sont déterminés à partir de grilles de modèles atmosphériques SATLAS (Neilson and Lester, 2013). La variation de période de pulsation a été ajustée comme un polynôme du quatrième degré, comme le montre la figure 2.9. Une description aussi complexe de la variation de période est rarement utile en pratique, mais j'ai pu remarquer au cours de ma thèse qu'elle était souvent justifiée dans le cas des Céphéides de longue période (typiquement autour de 40 jours ou plus).

Outre les graphiques et le dictionnaire des paramètres ajustés, le code nous renvoie plusieurs informations pertinentes telles que la valeur de la vitesse moyenne V_γ , le diamètre angulaire moyen, le rayon linéaire moyen calculé par SPIPS ainsi que la valeur attendue d'après la relation Période-Rayon de Molinaro et al. (2012), les masses attendues d'après les relations de Bono et al. (2001), le $\log(g)$, la luminosité, la magnitude bolométrique absolue, etc. Le code SPIPS offre également la possibilité de faire du *bootstrapping*. Après 100 itérations de *bootstrapping* pour l'étoile U Car, on déduit une distance de 1.302 ± 0.027 kpc. La distance déduite d'un seul ajustement est $d = 1.296 \pm 0.021$ kpc, les deux valeurs sont donc cohérentes entre elles. On préférera cependant utiliser les incertitudes résultant d'un ajustement simple, car contrairement au *bootstrapping*, elles suivent une logique de propagation des erreurs, prenant en compte les corrélations entre différents paramètres. Les résultats finaux pour U Car seront présentés plus en détails dans le chapitre 5.

2.1.3 Etat de l'art : Limites et biais actuels

Une automatisation de l'usage de SPIPS est actuellement en cours et constitue le sujet d'un travail proposé par l'équipe pour un prochain étudiant. L'idée finale est de se préparer à l'arrivée des données du satellite *Gaia*. Celui-ci observera environ 500 Céphéides galactiques dont il mesurera la parallaxe avec une précision meilleure que 5%. L'utilisation de ces distances comme paramètres d'entrée du code SPIPS permettra un étalonnage de la méthode, en vue d'un usage étendu à d'autres galaxies. Un code permettant une collecte automatique des données a été développé ces derniers mois par le stagiaire Anthony Soulain qui est venu travailler avec nous au Chili. L'automatisation du code SPIPS n'est cependant pas terminée car il faut faire face à plusieurs problèmes, dont les principaux sont listés ci-dessous :

Binarité : La présence d'un compagnon peut rendre difficile l'automatisation de SPIPS. Comme montré à la figure 2.10 (qui apparaissait déjà dans l'introduction), la présence d'un compagnon peut nécessiter une correction des données de vitesse radiale, qui n'est pour le moment pas implémentée dans le code. Faire tourner celui-ci avec les données telles qu'elles

apparaissent en rouge dans le graphique ne permettrait pas au code de converger. De plus, cela poserait des problèmes dans l'ajustement de la période de pulsation.

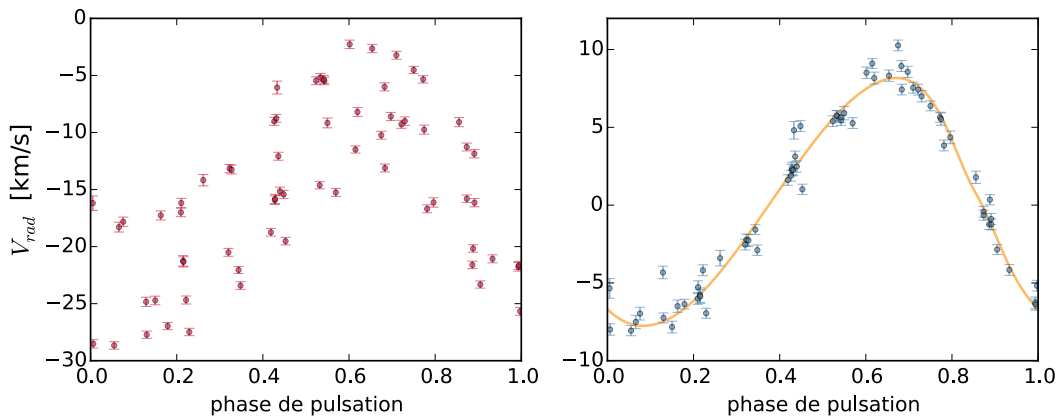


FIGURE 2.10 – Courbe de vitesse radiale de la Céphéide FF Aql (4.47 jours de période), obtenue avant (en rouge) et après (en bleu) la correction du mouvement orbital. Les données sont issues de [Gorynya et al. \(1998\)](#). La courbe jaune est une simple modélisation des données grâce à une série de Fourier d'ordre 3.

Variation de la période de pulsation : Certaines Céphéides voient leur période varier de façon assez importante (en particulier les longues périodes), voir même de façon totalement erratique. Comme nous l'avons déjà dit, l'ajustement d'une variation dP/dt peut souvent nous sortir assez facilement de ce mauvais pas, mais cela ne suffit pas pour toutes les Céphéides. Lorsque la variation de période est plus compliquée, il est difficile de l'ajuster de façon automatique et un ajustement "à la main" peut s'avérer indispensable. Une solution pourrait être d'implanter dans le code le calcul d'un périodogramme, mais cela requiert une importante quantité (et densité) de données, pas toujours disponible.

Température trop basse : Pour certaines Céphéides - notamment les longues périodes qui sont plus froides, on peut voir apparaître un problème dans l'ajustement de la photométrie dans les bandes B et V , notamment visible dans l'ajustement de la couleur $B - V$. Cet effet apparaît entre les phases ~ 0.3 et ~ 0.8 , et serait lié à la température alors trop basse de l'étoile (typiquement $< \sim 4800$ K). Il est possible qu'à ces températures les modèles d'atmosphère soient trop simples pour reproduire fidèlement les observations photométriques. En effet, dans ces températures de nombreuses raies apparaissent dans le spectre de l'étoile (par exemple des raies de métaux neutres), faisant apparaître l'étoile plus sombre. Si ces raies ne sont pas correctement prises en compte dans les modèles, on peut alors voir apparaître un décalage entre la photométrie synthétique et les observations. Bien que nous ayons constaté cet effet, nous ne l'avons pas encore étudié. Il est cependant connu, et par exemple cité par [Casagrande and Vandenberg \(2014\)](#).

Ajustement des bandes infrarouges : Pour plusieurs étoiles, on peut constater un léger décalage entre le modèle et les données, qui va dans le sens inverse d'un excès de magnitude. En général, soit la bande J est bien ajustée et il y a un décalage dans les bandes H et K , soit l'inverse. Dans ces longueurs d'onde, on peut imaginer un problème lié à la présence d'une enveloppe (surtout dans les deux dernières bandes citées). Le code **SPIPS** permet de considérer une enveloppe ayant une géométrie relativement simple ; mais une enveloppe complexe et asymétrique pourrait se traduire par des effets inattendus sur les magnitudes.

2.2 Le facteur de projection

2.2.1 Explication générale

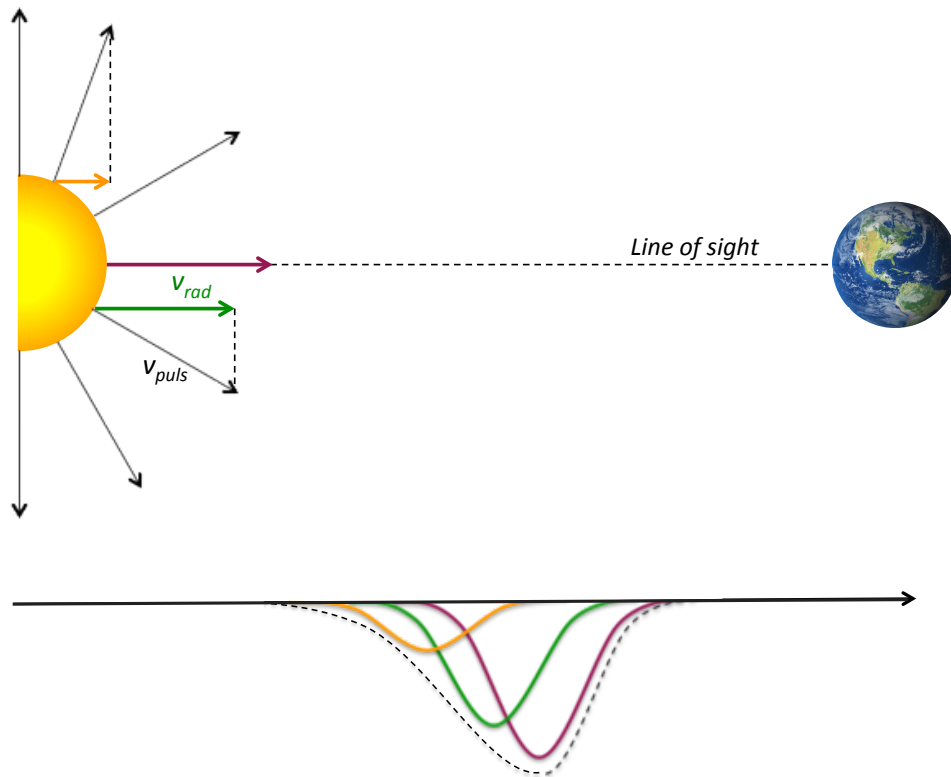


FIGURE 2.11 – Le p -facteur permet de convertir les vitesses radiales (mesurées d'après le décalage Doppler des raies) en vitesses de pulsation de l'atmosphère.

La parallaxe-de-pulsation est une méthode très élégante de part la simplicité de son principe de base. Elle souffre cependant de plusieurs limitations, qui pour le moment ne nous permettent pas d'atteindre des mesures de distance à la précision souhaitée dans la problématique de la constante de Hubble. La plus importante d'entre elles est connue sous le nom de "facteur de projection", ou plus communément p -facteur. Il s'agit du paramètre permettant de convertir la vitesse radiale (vitesse que l'on est capable de mesurer d'après le décalage spectral des raies) en vitesse pulsante, *vraie* vitesse de déplacement de l'atmosphère lors de la pulsation (vitesse que l'on souhaite connaître). En pratique, seule la composante projetée sur notre axe-de-visée contribue à déplacer les raies spectrales par effet Doppler, ce qui se traduit notamment par des contributions très faibles près du limbe de l'étoile (comme on peut le voir sur le graphique 2.11) et une sous-estimation de la vitesse de pulsation réelle. La spectroscopie ne permet pas d'extraire d'information spatiale, mais seulement une valeur intégrée sur tout l'hémisphère visible au moment de l'observation : remonter à la vitesse de pulsation est donc loin d'être trivial. Une approche théorique du problème requiert de

bien comprendre la physique qui régit la formation des raies spectrales dans l’atmosphère, en considérant bien sûr la pulsation ainsi que d’éventuelles ondes de chocs. Nous allons voir que certaines techniques observationnelles permettent cependant de calculer une valeur quasi-empirique de p . Celles-ci ont un rôle fondamental, car elles permettent de mieux contraindre les modèles d’atmosphère de Céphéides et de calibrer la méthode de la parallaxe-de-pulsation.

Comme son nom l’indique, le p -facteur contient principalement l’effet de la projection sur notre axe-de-visée du vecteur de vitesse en tout point du disque. Une simple intégration nous permet d’aboutir à $p = 1.5$. À cela s’ajoutent un grand nombre d’effets qui vont modifier aussi bien le champs de vitesse de la photosphère (et de l’atmosphère), et la distribution de brillance (donnant ainsi un poids plus ou moins important à différents points lors de l’intégration sur tout le disque).

Effets géométriques : Le plus important de ces effets est l’assombrissement centre-bord (ACB), présenté en figure 2.12, qui rend compte de la différence de luminosité observée entre le centre et le limbe des disques stellaires. On définit généralement la photosphère (i.e. la *surface visible* de l’étoile) comme le lieu des points pour lesquels la profondeur optique τ devient égale à $2/3$ (ou 1, selon les définitions). La distance à parcourir dans l’étoile pour arriver à ce point (notée L sur la figure), est en fait de seulement quelques centaines de kilomètres dans le cas du Soleil. Près du limbe, les différentes couches d’atmosphère apparaissent plus épaisses qu’au centre car on les traverse de manière oblique. On peut donc atteindre des couches de l’étoile plus profondes (et donc plus chaudes) lorsque l’on observe au centre. D’après la loi des corps noirs de Stefan-Boltzman, le centre apparaît donc plus lumineux. En considérant la définition donnée ci-dessus de la photosphère, le rayon de l’étoile est appelé *rayon de Rosseland*. L’ACB est décrit par une fonction $I(\mu)$, où I est l’intensité spécifique exprimée en fonction de μ , variable définie comme le cosinus de la distance angulaire entre un point du disque et son centre. En fonction du rayon r , on a $\mu = \sqrt{1 - r^2}$. L’ACB est généralement défini par une loi simple de la forme :

$$\frac{I(\mu)}{I(\mu = 1)} = 1 - u(1 - \mu) \quad (2.6)$$

Dans cette expression, u est appelé le *coefficient d’assombrissement centre-bord*. Ceci n’est cependant qu’un exemple : on rencontre également des lois plus complexes (e.g. quadratiques, logarithmiques, faisant apparaître une racine carrée). Pour une loi donnée, les profils $I(\mu)$ sont généralement calculés à partir de codes de transfert radiatif. En utilisant les modèles d’atmosphère plan-parallèle ATLAS (Kurucz, 1979) et PHOENIX (Hauschildt et al., 1997), Claret (2000) calcule les coefficients d’ACB pour une large gamme de températures et de $\log(g)$, pour plusieurs lois d’assombrissement différentes. Son catalogue constitue aujourd’hui une référence en astronomie. Cependant, les modèles d’atmosphère plan-parallèle et non sphérique sont sujets à certaines limitations, notamment en ce qui concerne la description du bord de l’étoile. Le code SPIPS fait donc usage de grilles de modèles d’atmosphère sphérique SATLAS (Neilson and Lester, 2013). Cependant, le calcul des coefficients θ_{UD}/θ_{LD} ne s’appuie pas sur

les profils d'intensité de [Neilson and Lester \(2013\)](#) mais est déterminé de façon interne. En effet, le code SPIPS définit le limbe de l'étoile comme le rayon de Rosseland, et non comme la limite intrinsèque du modèle, ce qui se traduit par une légère différence. Le rapport θ_{UD}/θ_{LD} déduit du modèle d'ACB permet de corriger les données interférométriques. En effet, les visibilité carrées sont généralement ajustées avec un simple modèle de disque uniforme, et le diamètre est donc légèrement sous-estimé. Le rapport θ_{UD}/θ_{LD} dépend cependant de la fréquence spatiale des observations, les deux courbes ayant une forme légèrement différente. Cet effet est pris en compte dans le code SPIPS.

L'ACB joue un rôle important dans la problématique du p -facteur. En considérant la formule 2.6, celui-ci prend une valeur de 1.41. De façon générale, considérer cet effet tend à faire baisser la valeur du p -facteur. Le fait que l'ACB soit plus intense pour des Céphéides plus massives (donc de plus longue période de pulsation) a mené de nombreux auteurs à conclure quant à une dépendance linéaire de p avec le logarithme de la période. Cette relation reste cependant théorique, car de nombreux autres facteurs sont à prendre en compte.

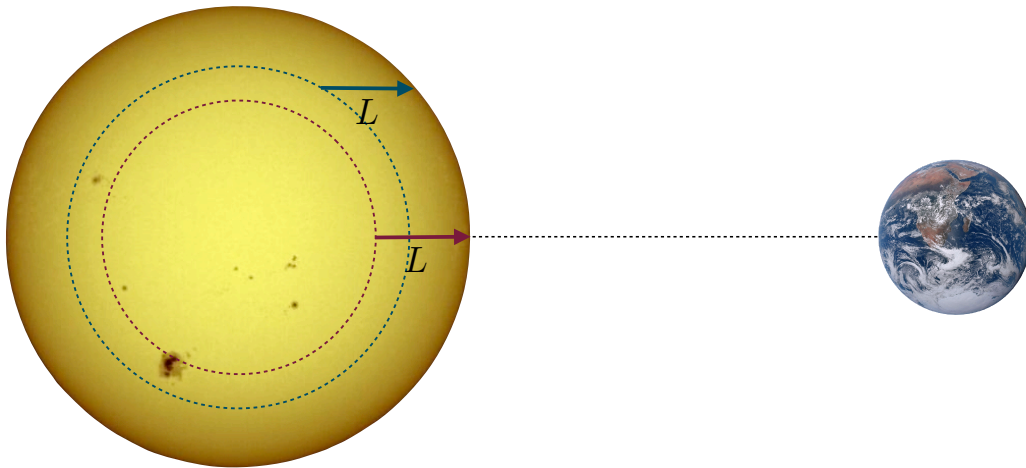


FIGURE 2.12 – Effet de l'assombrissement centre-bord sur le Soleil.

En dehors de l'assombrissement centre-bord, bien d'autres effets sont à prendre en compte dans la problématique du p -facteur. Tout d'abord la vitesse de rotation de l'étoile, qui va avoir tendance à étaler les raies spectrales. Elle est cependant généralement négligeable dans le cas des Céphéides, qui sont de faibles rotateurs. Un effet plutôt secondaire pour le moment est celui de la granulation due à la convection dans les couches externes de l'étoile. Si celle-ci est importante, elle peut localement modifier le champ de vitesse de la photosphère et modifier la forme des raies spectrales. Cet effet est cependant difficile à quantifier car d'une grande complexité. L'auteur pourra notamment se référer à [Chiavassa et al. \(2011\)](#).

Gradient de vitesse dans l’atmosphère : Jusque là, nous avons passé en revue les éléments concernant la physique de la photosphère. Mais il ne faut pas oublier que notre ligne de visée traverse une certaine épaisseur d’atmosphère, dont on sait qu’elle est sujette à un gradient de vitesse. Des raies formées à différentes altitudes dans l’atmosphère ont donc des décalages spectraux différents, ce qui introduit une difficulté supplémentaire lors de l’analyse du spectre. Au cours de ma thèse, j’ai fait usage de vitesses déduites par une CC du spectre et un ajustement gaussien du profil de corrélation. Ceci permet de faire une sorte de moyenne de l’effet de gradient de vitesse, ce qui revient également à mesurer la vitesse radiale à une altitude moyenne dans l’atmosphère. Dans le cadre de la parallaxe-de-pulsation, on souhaite cependant connaître la variation de diamètre et donc la vitesse de pulsation au niveau de la photosphère, pour la comparer avec la variation de diamètre angulaire. Comme le p -facteur est calculé plus haut dans l’atmosphère, il faut donc lui apporter une correction supplémentaire pour prendre en compte cet effet. [Nardetto et al. \(2007\)](#) propose de mesurer la vitesse de pulsation dans différentes couches de l’atmosphère, en faisant l’hypothèse que la hauteur dans l’atmosphère est liée à la profondeur de la raie. On peut alors remonter au gradient de vitesse et l’interpoler pour en déduire la valeur de p au niveau de la photosphère.

Conversion optique-gaz : Enfin, un effet plus subtil est également à prendre en compte lorsque les diamètres angulaires sont déterminés par interférométrie. En effet, cette méthode permet d’observer directement la photosphère *visible*, c’est-à-dire l’endroit des points pour lesquels $\tau = 2/3$ (ou 1, la définition pouvant varier selon les auteurs). Les vitesses sont quant à elles déduites de l’observation de raies spectrales formées dans le gaz proche de la photosphère à un instant donné. Or, celui-ci peut avoir une vitesse légèrement différente que la photosphère elle-même. La correction à appliquer est cependant difficile à estimer, mais elle peut être de l’ordre de 5%, ce qui est loin d’être négligeable ([Nardetto et al., 2007](#)).

Comme nous avons pu le voir, l’approche théorique du p -facteur est assez complexe, et il n’y a pour l’instant pas de vrai consensus dans la communauté scientifique sur les valeurs à adopter. Une approche empirique ne reposant sur aucun modèle est donc un outils précieux. Dans la méthode de la parallaxe-de-pulsation, on peut écrire que :

$$d = \frac{\Delta R_{V\text{puls}}}{\Delta\theta} = p \frac{\Delta R_{V\text{rad}}}{\Delta\theta} \quad (2.7)$$

Comme on le voit, la distance et le p -facteur ont un rôle totalement symétrique dans la méthode, et seul le rapport p/d peut être mesuré de façon non biaisée. L’approche la plus commune consiste à lever la dégénérescence en fixant p à une valeur arbitraire, résultant entre autres de modèles théoriques comme ceux cités plus hauts. Au cours de ma thèse j’ai adopté l’approche inverse : j’ai considéré des étoiles pour lesquelles la distance est déjà connue, et j’ai utilisé le code SPIPS pour mesurer le p -facteur lui-même. Le but de cette démarche est de fournir une valeur observationnelle du p -facteur et d’étudier la dépendance de ce facteur par rapport à la période de pulsation. Ce travail prépare le terrain pour l’arrivée des données du satellite *Gaia*, qui permettront un étalonnage précis de p , et donc de la physique sous-jacente à la méthode de la parallaxe-de-pulsation.

2.2.2 Principaux résultats de la littérature

Nous allons consacrer cette section à passer en revue les principaux résultats de la littérature concernant le p -facteur, qui nous serviront de base de comparaison tout au long du présent manuscrit. La plupart des publications récentes sur le sujet ne proposent pas une valeur constante de p mais une valeur qui varie linéairement avec le logarithme de la période de pulsation. Cette liste n'est pas exhaustive, mais donne une idée des principaux travaux, ainsi que des principaux chercheurs investis dans l'enquête sur le p -facteur.

- [Nardetto et al. \(2007\)](#) :

Ces auteurs adoptent une méthode plutôt théorique testée sur δ Cep et ℓ Car, qu'ils appliquent à 8 Céphéides observées avec le spectrographe HARPS. Cette technique est basée sur la décomposition de p en trois facteurs :

(1) p_0 est le facteur de projection géométrique, qui prend principalement en compte l'effet de projection en lui-même ainsi que l'assombrissement centre-bord calculé à partir de modèles hydrodynamiques. (2) f_{grad} est le gradient de vitesse dans l'atmosphère, calculé pour chaque Céphéide grâce à des mesures de vitesse radiale réalisées dans des raies de profondeurs différentes. (3) $f_{\text{o-g}}$ est le facteur qui permet de passer de la vitesse de la couche gazeuse près de la photosphère (observée par spectroscopie) à celle de la couche optique (que l'on souhaite connaître). On a : $p = p_0 f_{\text{grad}} f_{\text{o-g}}$. Les auteurs en déduisent la loi suivante :

$$p = (-0.064 \pm 0.020) \log P + (1.376 \pm 0.023) \quad (2.8)$$

Dans cette étude, les vitesses radiales ont été mesurées dans certaines raies spectrales grâce à la méthode du premier moment. La relation P- p trouvée ne peut donc pas s'appliquer à d'autres méthodes.

- [Nardetto et al. \(2009a\)](#) :

Cet article est une extension de l'article de 2007 à des vitesses déterminées par CC du spectre, et ajustement gaussien du profil de CC. La relation P- p déterminée est :

$$p = (-0.08 \pm 0.05) \log P + (1.31 \pm 0.06) \quad (2.9)$$

- [Storm et al. \(2011\)](#) :

Le but de ces auteurs est de publier une relation période-luminosité dans l'infrarouge, grâce à la méthode de l'IRSB (*Infrared surface brightness*) appliquée à 111 Céphéides de la Voie Lactée et des nuages de Magellan. Les auteurs calibrent le p -facteur de leur méthode IRSB grâce aux 10 Céphéides disposant d'une parallaxe mesurée par le *Hubble Space Telescope* ([Benedict et al., 2007, 2002](#)). Ils établissent une relation Période- p qui prend en compte une contrainte supplémentaire : le module de distance ne doit pas dépendre de la période de pulsation. En particulier, la loi Période- p adoptée doit

permettre d'aboutir à la même distance pour toutes les Céphéides du Grand Nuage de Magellan. Ils proposent la loi suivante :

$$p = (-0.186 \pm 0.06) \log P + (1.550 \pm 0.04) \quad (2.10)$$

Comme résultat secondaire de leur étude, ils concluent que la différence de métallicité entre les différentes galaxies n'introduit pas d'effet systématique significatif dans les bandes infrarouges.

- [Ngeow et al. \(2012\)](#) :

Ces auteurs se servent du fait que le p -facteur peut être calibré si l'on connaît une distance issue de la méthode de Baade-Wesselink (pour laquelle l'on a fait usage d'un p -facteur donné) et une distance mesurée de façon indépendante (ils utilisent des parallaxes *Hipparcos* ainsi que des distances mesurées par un ajustement de séquence principale), en appliquant la formule :

$$p_{\text{new}} = p_{\text{BW}} \frac{D_{\text{ind}}}{D_{\text{BW}}} \quad (2.11)$$

Comme valeurs de p_{BW} et D_{ind} , les auteurs utilisent les résultats présentés dans [Storm et al. \(2011\)](#). Ils aboutissent à la relation suivante :

$$p = (-0.159 \pm 0.070) \log P + (1.447 \pm 0.070) \quad (2.12)$$

- [Neilson et al. \(2012b\)](#) :

Ces auteurs publient des relations Période- p issues de modèles sphériques d'atmosphère dans les bandes *BVRIHK*, en considérant une loi linéaire mais également une loi quadratique et une loi de puissance. En bande V ils aboutissent à la loi :

$$p = (-0.0440 \pm 0.0015) \log P + (1.402 \pm 0.002) \quad (2.13)$$

- [Groenewegen \(2013\)](#) :

Le but de ces auteurs est de déterminer l'effet de la métallicité sur la relation période-luminosité dans les bandes V et K . Ils utilisent tout d'abord des Céphéides de distance connue (notamment grâce aux parallaxes du *HST* et de *Hipparcos*, mais également grâce à quelques Céphéides appartenant à des amas), pour calibrer la valeur du p -facteur. Ils utilisent également comme contrainte la non-dépendance du module de distance, ainsi que de la couleur $V - K$ avec la période, ce qui leur permet de fixer la pente de leur relation P- p , le point-zéro étant lui contraint par les Céphéides de distance connue. Ils aboutissent à la relation suivante :

$$p = (-0.24 \pm 0.05) \log P + 1.5 \quad (2.14)$$

TABLE 2.1 – Principales relations P- p de la littérature.

Référence	penne	point-zéro
Nardetto et al. (2007)	-0.064 ± 0.020	1.376 ± 0.023
Nardetto et al. (2009a)	-0.08 ± 0.05	1.31 ± 0.06
Storm et al. (2011)	-0.186 ± 0.060	1.550 ± 0.040
Ngeow et al. (2012)	-0.159 ± 0.070	1.447 ± 0.070
Neilson et al. (2012b)	-0.0440 ± 0.0015	1.402 ± 0.002
Groenewegen (2013)	-0.24 ± 0.05	1.5

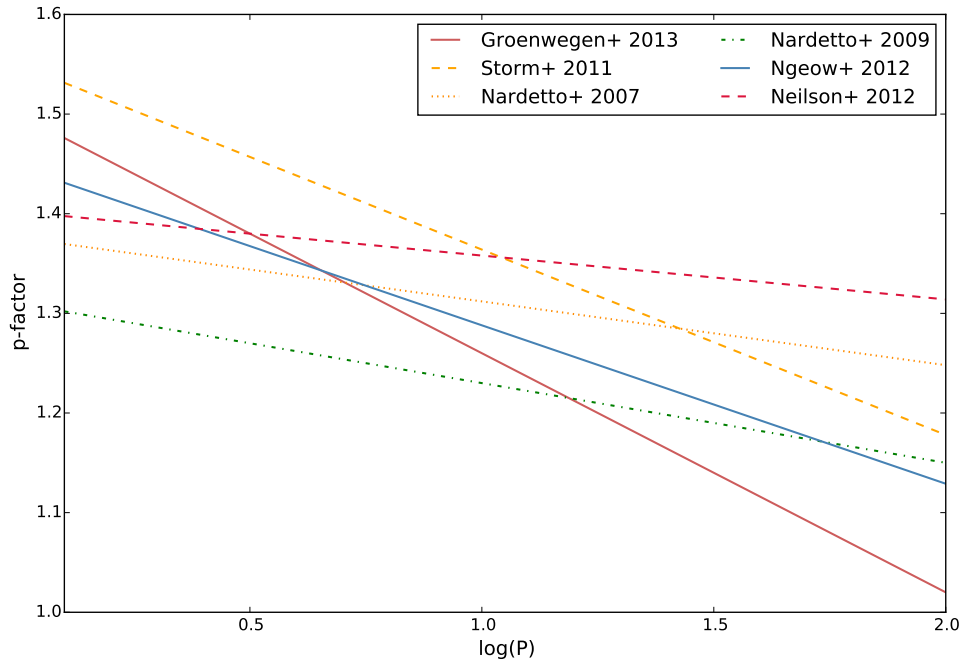
Les principaux p -facteurs trouvés dans la littérature sont regroupés dans la table 2.1 et montrés dans le graphique de la figure 2.13. On peut voir que les pentes des relations de Groenewegen (2013), Ngeow et al. (2012) et Storm et al. (2011) sont particulièrement fortes en comparaison à celles proposées par Nardetto et al. (2009a), Nardetto et al. (2007) et Neilson et al. (2012b), qui passent par une approche plus théorique. En particulier, Storm et al. (2011) aboutit à un p -facteur égal voire supérieur à 1.5 pour les très courtes périodes. Bien que surprenant, ceci n'est pas exclu sur le plan physique, et pourrait être expliqué par la présence d'un "éclaircissement centre-bord", effet opposé à l'ACB. La loi de Groenewegen (2013) s'approche quant à elle de $p = 1$ pour les longues périodes. Un p -facteur inférieur à 1 devient difficile à expliquer du point de vue physique, et doit donc être interprété avec précaution. La différence de point-zéro entre les lois de Nardetto et al. (2007) et Nardetto et al. (2009a) vient de la différence de technique utilisée pour mesurer les vitesses radiales, et qui peut changer l'amplitude de variation de la courbe de vitesse de 5% (Nardetto et al., 2006).

2.2.3 Approche spectro-interférométrique

Comme nous l'avons vu, la vitesse de pulsation réelle de l'atmosphère correspond à la vitesse radiale de l'élément central de l'hémisphère observé. La spectroscopie seule ne permet pas d'accéder à cet élément seul, dont l'information se retrouve en quelque sorte noyée dans l'intégration sur tous les points de la surface. En revanche, associée à l'interférométrie, elle permet d'intégrer une information spatiale dans les données. En bref, un spectre normal porte la signature de la vitesse radiale ; alors qu'un spectre interférométrique porte la signature directe de la vitesse de pulsation.

Durant ma thèse j'ai eu l'occasion de me familiariser aux modèles d'atmosphère PHOENIX⁵ (Husser et al., 2013), que j'ai utilisés pour reconstruire des spectres synthétiques. Pour des températures, métallicité et $\log g$ donnés, ces modèles permettent d'avoir pour chaque élément de résolution spectrale l'intensité spécifique $I(\mu)$ de la photosphère, qui prend notamment en compte l'effet d'assombrissement centre-bord. Ils permettent également d'obtenir un

5. téléchargeables à l'adresse : <http://phoenix.astro.physik.uni-goettingen.de>

FIGURE 2.13 – Principales relations P- p de la littérature

spectre par élément de résolution spatiale. La figure 2.14 montre l'évolution d'une portion de spectre reconstruite grâce aux intensités spécifiques, lorsque l'on se déplace du centre vers le limbe du disque stellaire. Près du limbe, l'effet Doppler est presque nul et les raies ne sont donc pas décalées par la pulsation, contrairement au centre du disque stellaire.

À partir de ces données il est possible de reconstruire un "spectre interférométrique" (qui ne donne non pas l'intensité mais la visibilité interférométrique en fonction de la longueur d'onde) en appliquant une transformée de Hankel. Pour une longueur d'onde λ donnée, une base B (exprimée en mètres) et une source de taille angulaire θ (exprimée en radians), on a :

$$Z_\lambda = \frac{15.23B\theta}{\lambda} \quad (2.15)$$

$$V_\lambda^2 = \left[\frac{\int I_\lambda(\mu) J_0(Z_\lambda \sqrt{1-\mu^2}) \mu d\mu}{\int I_\lambda(\mu) \mu d\mu} \right]^2 \quad (2.16)$$

On aboutit alors à quelque chose d'assez semblable à un spectre classique mais tout de même légèrement différent. La figure 2.16 montre l'évolution d'une raie vue en spectro-interférométrie sur tout un cycle de pulsation de l'étoile. Ces courbes ont été construites en prenant des paramètres stellaires proches de ceux de l'étoile ℓ Car, car c'est une des seules Céphéides à disposer de données spectro-interférométriques de l'instrument AMBER. J'ai donc considéré une observation avec la plus grande base disponible pour une observation avec les 4 télescopes auxiliaires du VLTI : $B = 126.6$ m, ainsi que les paramètres $\theta = 3.32$ mas,

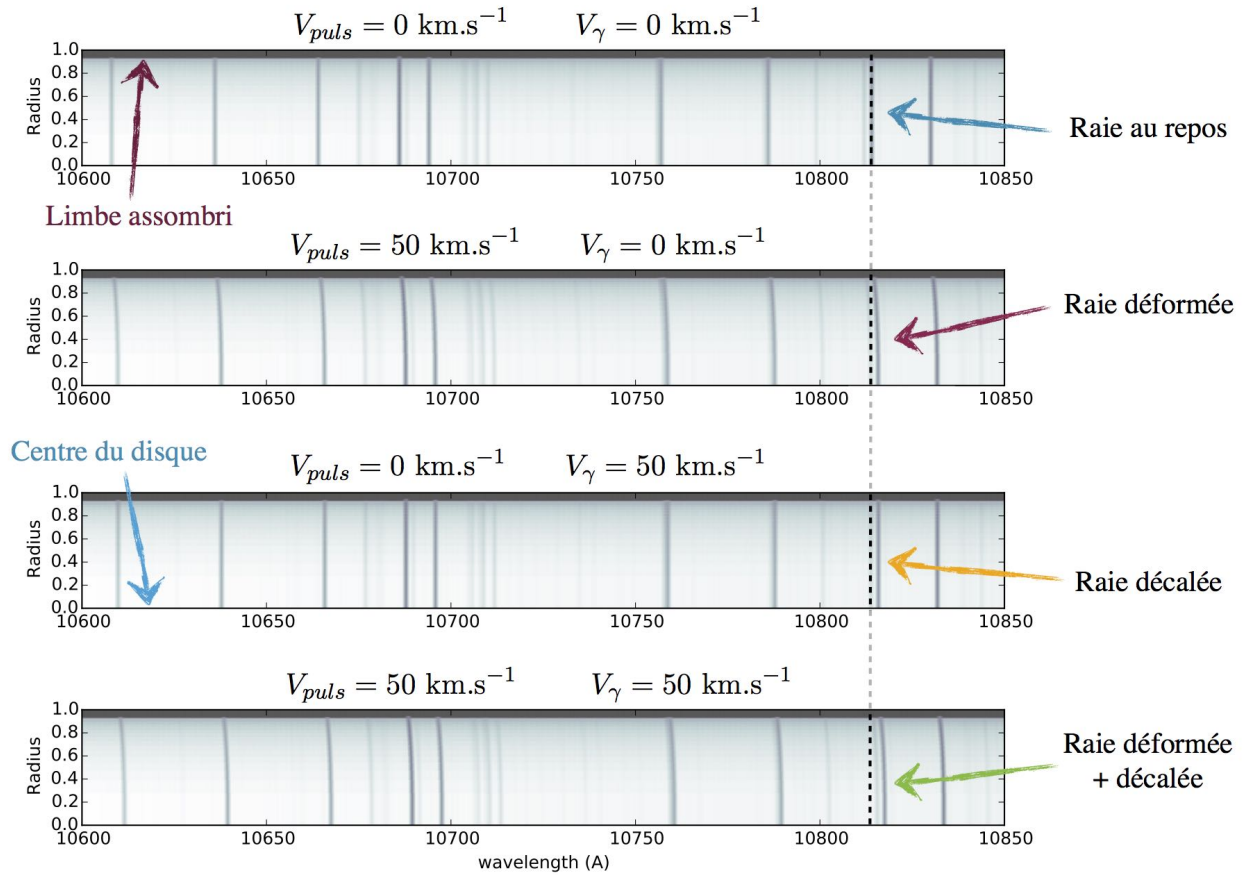


FIGURE 2.14 – Décalages spectraux obtenus pour différentes vitesses de pulsation et vitesses moyennes, du centre ($r = 0$) au limbe ($r = 1$) de l'étoile.

$T_{\text{eff}} = 6000 \text{ K}$. Pour voir un effet plus évident j'ai fait varier V_{puls} entre -60 et 60 km/s. La variation réelle de vitesse pulsante n'est cependant pas aussi grande pour ℓ Car. L'ordonnée à l'origine est déterminée de façon arbitraire pour une meilleure lisibilité du graphique. On peut voir que lorsque l'étoile arrive à un extrema de diamètre ($V_{puls} = 0$), les raies ressemblent beaucoup à des raies rencontrées dans un spectre normal.

Lorsque l'étoile pulse, les raies prennent une forme caractéristique "en zigzag". Pour la comprendre, prenons un instant quelconque de la pulsation pour lequel V_{puls} n'est pas égale à 0, et admettons que l'étoile soit dans sa phase d'expansion. On a vu que sur le limbe, les raies ne sont presque pas déplacées par effet Doppler, ce sont donc celles que l'on va voir en premier. On regarde alors une couche d'atmosphère de diamètre important : la visibilité diminue. Puis, si l'on se déplace dans le sens des longueurs d'ondes positives, on se rapproche du centre du disque stellaire. En raison de l'assombriement centre-bord, on observe alors une couche plus profonde dans l'atmosphère, et donc de plus petit diamètre : la visibilité augmente. C'est ce qui crée la raie "en zigzag" montrée en figure 2.16.

Comme on peut le voir, V_γ et V_{puls} ont des signatures distinctes dans ce spectre. Des données spectro-interférométriques ajustées avec un modèle dérivé de modèles atmosphériques pourrait donc permettre de connaître directement la vitesse de pulsation, sans avoir besoin de passer par un calcul du p -facteur. Cependant, les données restent pour le moment limitées en précision, c'est pourquoi je n'ai pas pu avancer beaucoup plus dans cette problématique. De plus les intensités spécifiques PHOENIX ont une résolution spectrale beaucoup plus faible que les spectres PHOENIX eux-mêmes. Ils ne permettent donc pas de reconstruire des fonctions $V^2(\lambda)$ d'une précision suffisante pour résoudre la plupart des raies. À titre d'exemple, la figure 2.15 montre la différence entre la raie H α provenant directement d'un spectre PHOENIX et celle provenant d'un spectre reconstruit à partir des intensités spécifiques $I(\mu)$.

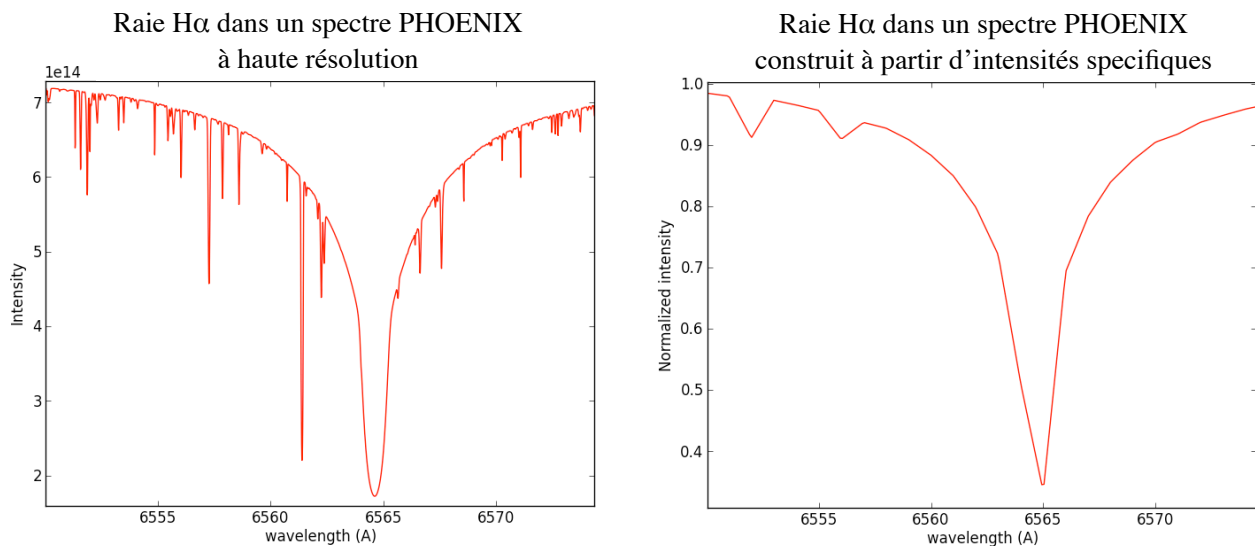


FIGURE 2.15 – À gauche : raie H α d'un spectre PHOENIX à haute résolution. À droite : Raie H α dans un spectre construit à partir d'intensités spécifiques PHOENIX.

Une fois obtenu un modèle de spectre interférométrique, l'idée serait d'ajuster des données réelles pour pouvoir connaître la vitesse de pulsation. Malheureusement, ce n'est pour le moment pas très concluant en raison de la résolution des spectres PHOENIX trop limitée, ainsi que des données trop bruitées de AMBER. Une étude de ce type serait éventuellement possible dans une raie très résolue telle que H α , mais celle-ci se trouve malheureusement en dehors de l'intervalle dans lequel observe AMBER.

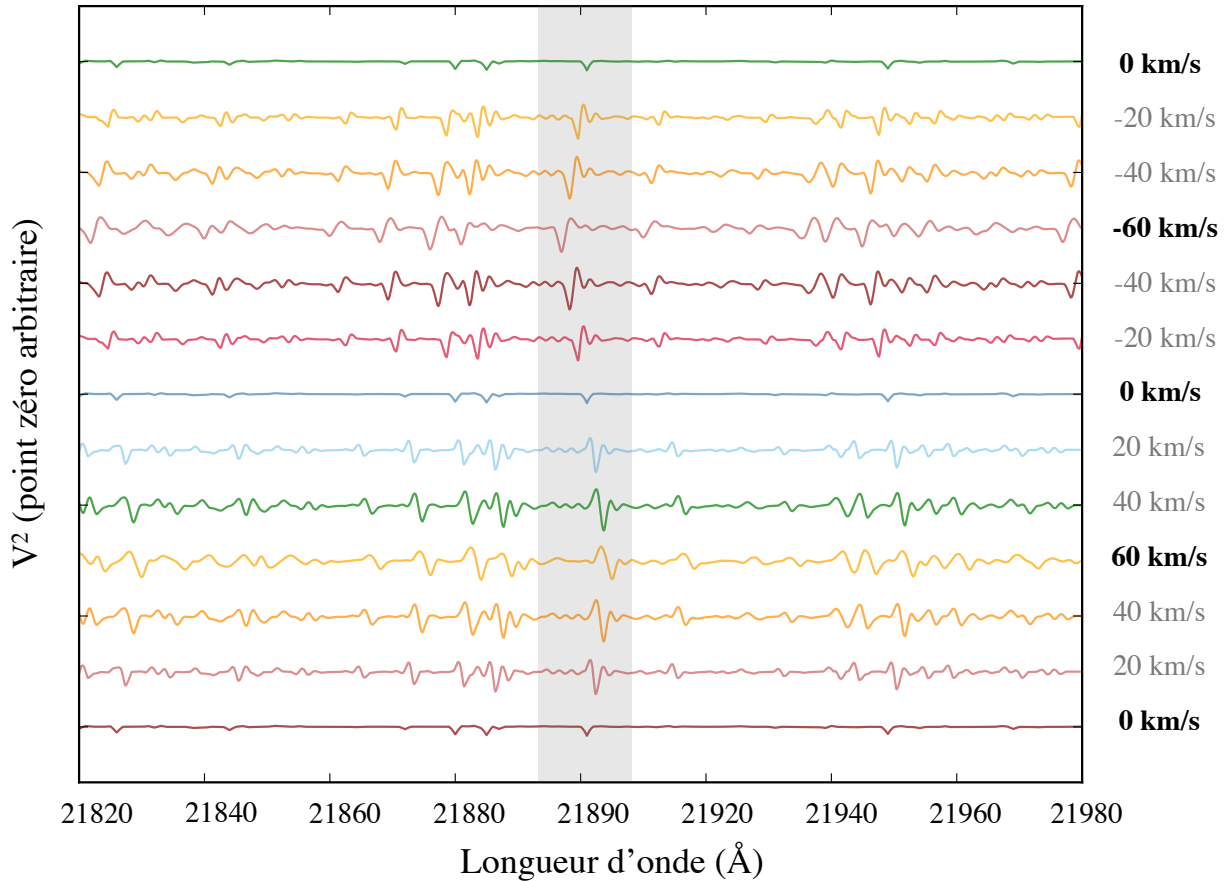


FIGURE 2.16 – Évolution d’une raie vue en spectro-interférométrie sur tout un cycle de pulsation de l’étoile. La partie grisée met l’une d’elles en évidence, et l’on voit nettement la signature de la pulsation si l’on compare la raie au repos ($V_{\text{puls}} = 0$ km/s) et la raie lors d’un maximum de vitesse. L’amplitude de la variation de vitesse des Céphéides est en général inférieure à 120 km/s, j’ai pris ici une valeur légèrement plus élevée pour rendre plus évident le changement observé dans les raies. On considère ici $B = 126.6$ m (VLTI), $\theta = 3.32$ mas, et $T_{\text{eff}} = 6000$ K (ℓ Car)

2.3 Vers une calibration de la méthode SPIPS

Le premier objectif de mon travail de thèse a été de tester la méthode SPIPS en l'appliquant à des Céphéides galactiques proches, et de prouver ainsi le bon fonctionnement de la méthode. En effet, le code SPIPS fait des hypothèses assez simples (par exemple, l'utilisation de modèles statiques pour obtenir les brillances de surface et calculer les corrections d'assombrissement centre-bord) qui doivent être validées. D'autres implémentations de la méthode de la parallaxe-de-pulsation, comme par exemple l'IRSB, sont également basées sur des hypothèses simples, mais dont la validité ne peut jamais être vérifiée. L'utilisation de données redondantes avec SPIPS permet de déceler des contradictions dans la méthode elle-même ainsi que des biais de mesure, et c'est ce qui fait toute l'originalité et la robustesse de cette technique.

Un point crucial de la méthode SPIPS est de calibrer la physique qu'elle contient, et qui est en grande partie diluée dans le p -facteur. Comme nous l'avons vu, la dégénérescence entre la distance et le p -facteur peut être levée en appliquant SPIPS à des étoiles de distance connue, ce que j'ai donc fait dans le cadre de ma thèse. Le chapitre 3 sera dédié à la Céphéide de type II κ Pav, une étoile atypique dont les changements brusques de période de pulsation ont constitué un défi pour l'application de la méthode SPIPS. Cela m'a cependant permis de démontrer la faisabilité de la méthode et de calculer le p -facteur de cette étoile (Breitfelder et al., 2015). Le chapitre 4 représente en quelque sorte une extension du chapitre 3, car nous appliquons le code SPIPS à un ensemble de dix Céphéides galactiques classiques. Pour neuf d'entre elles (RT Aur, T Vul, FF Aql, Y Sgr, X Sgr, W Sgr, β Dor, ζ Gem et ℓ Car), la distance est connue grâce à une mesure de parallaxe HST. La dixième est RS Pup, une étoile bien connue dont la distance a été mesurée grâce au phénomène d'échos de lumière (Kervella et al., 2014b). Sur cet échantillon d'étoiles nous avons pu réaliser une étude groupée de la variation du facteur de projection en fonction de la période de pulsation (Breitfelder et al. 2015, en cours de publication). Ce travail nous a permis de montrer que la principale limitation aujourd'hui ne vient pas de la méthode utilisée, mais bien de l'incertitude sur les mesures de distance.

Le problème du p -facteur sera très certainement résolu dans l'ère de *Gaia*, qui fournira des mesures de parallaxe à moins de 1% pour plus d'une centaine de Céphéides. En plus des données de *Gaia*, nous disposons maintenant d'outils permettant une analyse globale de l'environnement des Céphéides (e.g. binarité, enveloppes). Nous avons donc toutes les clés en main pour faire un saut qualitatif considérable dans la calibration de l'échelle de distance des Céphéides, dans les prochaines années. Ces perspectives seront détaillées dans le chapitre 5 de ce manuscrit.

2.4 Liste non exhaustive des jeux de données utilisés au cours de ma thèse

TABLE 2.2 – Principales références des données photométriques utilisées pendant ma thèse.

Observable	Références
<i>Magnitudes</i>	
B_{Tycho}	ESA (1997)
$V_{\text{GCPD/Johnson}}$	Berdnikov (2008), Moffett and Barnes (1984), Szabados (1977) Barnes et al. (1997), Kiss (1998), Szabados (1991) Shobbrook (1992), Madore (1975), Szabados (1981) Dean et al. (1977)
V_{GENEVA}	Bersier et al. (1994a), Bersier (2002)
V_{WALRAVEN}	Pel (1976)
V_{Tycho}	ESA (1997)
$HP2000_{\text{Hipparcos}}$	ESA (1997)
J_{CTIO}	Monson and Pierce (2011), Welch et al. (1984), Lloyd Evans (1980)
J_{SAAO}	Feast et al. (2008), Laney and Stobie (1992)
H_{CTIO}	Monson and Pierce (2011), Welch et al. (1984), Lloyd Evans (1980)
H_{SAAO}	Feast et al. (2008), Laney and Stobie (1992)
K_{CTIO}	Monson and Pierce (2011), Barnes et al. (1997), Lloyd Evans (1980) Welch et al. (1984)
K_{SAAO}	Feast et al. (2008), Laney and Stobie (1992)
<i>Couleurs</i>	
$B_{\text{GCPD/Johnson}} - V_{\text{GCPD/Johnson}}$	Berdnikov (2008), Moffett and Barnes (1984), Barnes et al. (1997) Szabados (1977), Szabados (1981), Szabados (1991) Kiss (1998), Shobbrook (1992), Benedict et al. (2007) Madore (1975), Dean et al. (1977)
$V_{\text{GENEVA}} - B_{\text{GENEVA}}$	Bersier (2002), Bersier et al. (1994a)
$V_{\text{WALRAVEN}} - B_{\text{WALRAVEN}}$	Pel (1976)
$V_{\text{GCPD/Johnson}} - R_{\text{GCPD/Cousin}}$	Berdnikov (2008), Barnes et al. (1997), Shobbrook (1992)
$V_{\text{GCPD/Johnson}} - R_{\text{GCPD/Johnson}}$	Moffett and Barnes (1984)
$V_{\text{GCPD/Johnson}} - I_{\text{GCPD/Cousin}}$	Berdnikov (2008)
$R_{\text{GCPD/Johnson}} - I_{\text{GCPD/Johnson}}$	Moffett and Barnes (1984)
$R_{\text{GCPD/Cousin}} - I_{\text{GCPD/Cousin}}$	Barnes et al. (1997), Shobbrook (1992)
$H_{\text{CTIO}} - K_{\text{CTIO}}$	Barnes et al. (1997)
$H_{\text{SAAO}} - K_{\text{SAAO}}$	Laney and Stobie (1992)
$J_{\text{CTIO}} - K_{\text{CTIO}}$	Barnes et al. (1997)
$J_{\text{SAAO}} - K_{\text{SAAO}}$	Laney and Stobie (1992)

TABLE 2.3 – Principales sources de vitesses radiales utilisées pendant ma thèse.

Instruments :

- (a) CORALIE ;
- (b) Le "Sandiford Echelle Spectrometer", attaché au télescope de 2.1 m de l'observatoire McDonald ;
- (c) CORAVEL, attaché au télescope Suisse de 1 m de l'OHP et au télescope Danois de 1.54 m de La Silla ;
- (d) Spectromètre de corrélation aux télescopes de 100 et de 60 cm de l'observatoire Simeiz, et au télescope de 70 cm de l'observatoire de Moscow ;
- (e) Spectrographe à échelle attaché au télescope de 74 inch de l'observatoire David Dunlap ;
- (f) HARPS ;
- (g) spectrographe à échelle haute-résolution attaché au télescope de 1 m "McLellan" de l'observatoire de l'université Mt John ;
- (h) Spectrographe à échelle STELLA (SES) attaché au télescope de 1.2 m "STELLA-I" de l'observatoire Izana.

Référence	Instrument	Méthode	Calibration / point-zéro
Anderson (2014)	(a)	CC	lampe Th-Ar
Barnes et al. (2005)	(b)	CC	lampe Th-Ar
Bersier et al. (1994b)	(c)	CC	$V_{\text{IAU}} = V_{\text{CORAVEL}} + 0.4 \text{ km/s}$
Bersier (2002)	(c)	CC	$V_{\text{IAU}} = V_{\text{CORAVEL}} + 0.4 \text{ km/s}$
Evans et al. (1990)	<i>relevé de données et correction du compagnon de FF Aql</i>		
Gorunya et al. (1998)	(d)	CC	$V_{\text{IAU}} = V_{\text{data}} + (0.5 \text{ to } 1.5) \text{ km/s}$
Kiss (1998)	(e)	CC	corrigé du point-zéro
Nardetto et al. (2009a)	(f)	CC	corrigé du point-zéro
Pettersen et al. (2005)	(g)	ligne bissectrice	corrigé du point-zéro
Storm et al. (2011)	(h)	CC	$V_{\text{STELLA}} + 0.503 \text{ km/s} = V_{\text{CORAVEL}}$

2.5 Publication : Mérand et al. (2015)

Cepheid distances from the SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS)

Application to the prototypes δ Cep and η Aql

A. Mérand¹, P. Kervella^{2,3}, J. Breitsfelder^{1,2}, A. Gallenne⁴, V. Coudé du Foresto², T. A. ten Brummelaar⁵,
H. A. McAlister⁵, S. Ridgway⁶, L. Sturmann⁵, J. Sturmann⁵, and N. H. Turner⁵

¹ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
e-mail: amerand@eso.org

² LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, PSL, CNRS, UPMC, Univ. Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

³ Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía, CNRS/INSU, France (UMI 3386) and Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile

⁴ Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C, Concepción, Chile

⁵ Center for High Angular Resolution Astronomy, Georgia State University, PO Box 3965, Atlanta, Georgia 30302-3965, USA

⁶ National Optical Astronomical Observatory, Tucson, AZ, USA

Received —; accepted —

ABSTRACT

Context. The parallax of pulsation, and its implementations such as the Baade-Wesselink method and the infrared surface brightness technique, is an elegant method to determine distances of pulsating stars in a quasi-geometrical way. However, these classical implementations in general only use a subset of the available observational data.

Aims. Freedman & Madore (2010) suggested a more physical approach in the implementation of the parallax of pulsation in order to treat all available data. We present a global and model-based parallax-of-pulsation method that enables including any type of observational data in a consistent model fit, the SpectroPhoto-Interferometric modeling of Pulsating Stars (SPIPS).

Methods. We implemented a simple model consisting of a pulsating sphere with a varying effective temperature and a combination of atmospheric model grids to globally fit radial velocities, spectroscopic data, and interferometric angular diameters. We also parametrized (and adjusted) the reddening and the contribution of the circumstellar envelopes in the near-infrared photometric and interferometric measurements.

Results. We show the successful application of the method to two stars: δ Cep and η Aql. The agreement of all data fitted by a single model confirms the validity of the method. Derived parameters are compatible with published values, but with a higher level of confidence.

Conclusions. The SPIPS algorithm combines all the available observables (radial velocimetry, interferometry, and photometry) to estimate the physical parameters of the star (ratio distance/ p -factor, T_{eff} , presence of infrared excess, color excess, etc). The statistical precision is improved (compared to other methods) thanks to the large number of data taken into account, the accuracy is improved by using consistent physical modeling and the reliability of the derived parameters is strengthened thanks to the redundancy in the data.

Key words. Stars: variables: Cepheids, Stars: distances, Stars: individual: δ Cep, Stars: individual: η Aql, Techniques: interferometric, Methods: observational, Stars: Cepheids, supergiants

1. Introduction

Cepheids are the backbone of the extragalactic distance ladder because their pulsation periods, which are easily measured observationally, correlate directly with their luminosities through Leavitt's law (the period-luminosity relation, Leavitt 1908; Leavitt & Pickering 1912). Thanks to their very high intrinsic brightness, they are visible in distant galaxies, as demonstrated for instance by Freedman et al. (2001) or Riess et al. (2011). They overlap with secondary, far-reaching distance indicators, such as type Ia supernovae (SN Ia) or the Tully-Fischer relation, whose scales are anchored to Cepheid luminosities. Direct distance estimation of nearby Cepheids plays a crucial role in the calibration of Leavitt's law and, as a consequence, of the extragalactic distance ladder used to observationally estimate the Hubble constant H_0 (e.g. Riess et al. 2011). This importance has

recently been reaffirmed by Suyu et al. (2012): to the question “Are there compelling scientific reasons to obtain more precise and more accurate measurements of H_0 than currently available?”, the authors answered “A measurement of the local value of H_0 to one percent precision (i.e. random errors) and accuracy (i.e. systematic errors) would provide key new insights into fundamental physics questions and lead to potentially revolutionary discoveries.” These authors also recognized the role of the Cepheids and the problem of controlling the systematics in their distance determinations. An elegant and powerful method of directly measuring distances to Cepheids is the parallax of pulsation, also known as the Baade-Wesselink (BW) method (Baade 1926; Wesselink 1946), although Lindemann (1918) suggested the same method eight years earlier, but has never been credited for it. In the BW technique, the variation of the angular diame-

ter θ is compared to the variation of the linear radius (from the integration of the pulsation velocity V_{puls}). The distance d of the Cepheids is then obtained as the ratio between the linear and angular amplitudes,

$$\theta(t) - \theta(0) \propto \frac{1}{d} \int_0^t V_{\text{puls}}(\tau) d\tau. \quad (1)$$

The BW method uses in practice a combination of two quantities: (1) disk-integrated radial velocities, estimated from the changing Doppler shift of photospheric absorption lines, and (2) angular diameters, either derived from multicolor photometric measurements and surface brightness relations, or from interferometric measurements. One common property of these quantities is that they are derived from observations using models or some physical assumptions, therefore breaking the geometric nature of the parallax of pulsation. The BW method has demonstrated its capability to reach the one-percent statistical precision regime (e.g., Mérand et al. 2005), and its true current limitation lies in the systematic uncertainties, which are probably between five and ten percent. Two problems directly contribute to these systematics: the projection factor p and the presence of circumstellar envelopes (CSEs). The projection factor is a multiplicative correction factor applied to the radial velocity derived from a spectroscopic absorption-line Doppler shift. This factor is used to unbiased the spectroscopic measurement and estimate the true pulsation velocity. To first order, the radial velocity can be seen as the projection of the pulsation velocity, integrated over the surface of the star. Since the pulsation of Cepheids is radial, the limb of the star does not have a Doppler shift, whereas the point at the center of the apparent stellar disk has a maximum projected velocity toward the observer. Assuming a pulsation velocity of 1 km/s, the measured disk-integrated radial velocity would be $1/p = 1/1.5 = 0.67$ km/s for a uniformly bright sphere. p is lower than 1.5 for a limb-darkened star and more than 1.5 for a limb-brightened star. The p -factor is important because it biases the derived distance linearly: d/p is the unbiased measurement in the parallax of pulsation equation (Eq. 1). For a long time, the adopted values of p were based on the linear period- p -factor relation established by Hindsley & Bell (1986, 1989): $p = 1.39 - 0.03 \log P$. This gives a value of $p \approx 1.36$ for a typical ten-day-period Cepheid, which was the most commonly used value in the literature (see, e.g., Burki et al. 1986). But with the first direct determination of the p -factor of 1.27 ± 0.06 for the star δ Cep (Mérand et al. 2005), there has been a renewed interest in estimating the value of p . This work was based on the availability of a geometrical distance measurement, using the Fine Guidance Sensor (FGS) of the Hubble Space Telescope (HST). Since then, a dozen Cepheids have had their parallax measured directly in the same fashion (Benedict et al. 2007). This allows us to estimate more values of p , and even calibrate it as a function of the pulsation period, using the infrared surface brightness (IRSB) version of the parallax-of-pulsation method (Storm et al. 2011). Stars are limb-darkened in the spectral continuum and more darkened at shorter wavelength. However, it should be noted that stellar surfaces are slightly limb-brightened inside absorption lines. This leads to an apparent paradox: one would expect the p -factor to be 1.5 or higher, even though direct measurements instead lead to values of around 1.3.

To avoid the need of calibrating the projection factor, another approach is to include its contribution in the pulsation model. In their recent work, Gray & Stevenson (2007) attempted to directly extract the pulsation velocity by using a simple geometric model of an absorption line deformed by the pulsation: the

resulting p -factors they found for the radial velocity published using different measurement techniques vary from 1.30 to 1.38 for given star, leading to a systematic error of 6% on the parallax of pulsation distances. Again, this value is for a given star and results from the various data-reduction techniques (e.g., bisector, cross-correlation) used to extract the radial velocity from spectra (Nardetto et al. 2009). Another potential source of bias is the presence of circumstellar envelopes, which have been discovered and studied in the infrared by Kervella et al. (2006), Mérand et al. (2006, 2007), Kervella et al. (2009), and Gallenne et al. (2011, 2012, 2013). In the context of the parallax of pulsation, these envelopes affect the infrared apparent brightness of the star from the K-band ($2 \mu\text{m}$) and longward of this. They also bias the angular diameters measured by infrared long-baseline interferometry. The geometry of the CSE seems to be almost universal (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006, 2007) and to vary only in intensity. Even in the *Gaia* era, when a few hundred Galactic Cepheids will have their distance measured accurately, the parallax of pulsation will still be a invaluable tool for distance investigation. One might think, for instance, of studying the Large Magellanic Cloud Cepheids using this technique. In addition, it should be noted that the parallax of pulsation will remain an important tool for studying the physics of Cepheids: *Gaia* providing the distances, the BW studies of Galactic Cepheids will investigate the physics which it relies on.

2. Integrated method

2.1. Motivations

This work is the natural evolution of the method suggested by Barnes & Evans (1976) to estimate the angular diameter from photometry. The generalization of the idea was proposed by Freedman & Madore (2010) to provide a better physical basis for the parallax of pulsation and to call for taking into account all possible observables. They proposed to use a universal surface brightness to compute magnitudes, based on the following formula (for example, for band B):

$$B = B_0 - C_B \times \log T_{\text{eff}} - 5 \log \theta + A_B \times E(B - V), \quad (2)$$

where θ is the Rosseland angular diameter, T_{eff} the effective temperature, $E(B - V)$ the color excess, B_0 and C_B a set of parameters describing the surface brightness relation, and A_B the bandpass-dependent reddening coefficient. This method has the disadvantage of requiring a calibration of B_0 and C_B , and, more important, assumes a dependency of the surface brightness (here, a linear relation in effective temperature). These relations were recently calibrated by Pejcha & Kochanek (2012) by analyzing thousands of measurements for dozens of Cepheids. We propose to use a different method that is unique thanks to a combination of two things:

- We propose a "fit all at once" method (for a given star), which takes into account all the observables and fit all the parameters. This has the advantage of offering the best statistical accuracy and confidence in the result. Usually, BW methods are implemented by steps: first a radial velocity function is fitted analytically, then it is integrated, and finally compared to the angular diameter measurements to derive the distance. Unless treated properly (using a bootstrapping method, for example), this leads to an underestimation of the uncertainty of the final distance, unless the uncertainties on prior steps of the methods are propagated properly (e.g., the uncertainty on the radial velocity Fourier fit).

- We try, as much as possible, to physically model the observables. For example, we propose synthesizing photometry based on atmospheric models and using calibrated bandpass filters, instead of using analytical surface brightness relations linear in color (such as V-K), which we know are not observationally linear, see for example [Kervella et al. \(2004a\)](#).

This approach also offers the potential of investigating, for example, why, in the case of δ Cep, the interferometric angular diameters of [Mérand et al. \(2005\)](#) and the angular diameters derived by IRSB by [Ngeow et al. \(2012\)](#) seem to systematically disagree by about 4%. A global method should be able to provide an answer to this contradiction. Another advantage of such a method is also to relax the constraint of uniform phase coverage to a certain extent; this was previously recognized by [Freedman & Madore \(2010\)](#).

It is remarkable that global methods using physics-based models are quite widespread in the field of determining fundamental parameters of eclipsing binaries. Implementations such as PHOEBE¹ ([Prša & Zwitter 2005](#)) or ROCHE ([Pribulla 2012](#)) use the same philosophy as we mentioned above. As a first path to implement such a method for Cepheids (this work), we developed a global approach for deriving fundamental parameters of the eclipsing binary δ Vel ([Mérand et al. 2011](#)), which we successfully checked against the ROCHE model of the same system ([Pribulla et al. 2011](#)).

2.2. Description of the model

We assumed that Cepheids are radially pulsating spheres, with perfect cycle-to-cycle repetition of their physical properties. The pulsation velocity and the effective temperature as a function of phase are described by periodic functions of the pulsation phase ϕ , interpolated using splines or Fourier series. [Mérand et al. \(2005\)](#) showed that periodic spline functions often offer a better description of the pulsation of Cepheids than do Fourier series, since Cepheids often exhibit pulsation velocity variations that are very different from a simple sinusoidal wave. This requires many Fourier harmonics to describe the pulsation profile properly. Additionally, Fourier series fits are very sensitive to poor phase coverage and tend to introduce non-physical oscillations. This means that Fourier decomposition requires a very uniform and dense phase coverage, which is not always available. However, Fourier series offer a good numerical stability, which is not always the case for a spline with free-floating nodes. In practice, we implemented both methods to allow for more flexibility. By default, Fourier series are used because they allow quicker computation and certain numerical convergence. We then switched to splines and kept this option if the goodness of fit was improved. Another important assumption was that Cepheid photospheres can be approximated by hydrostatic models in terms of energy distribution and center-to-limb darkening. We used the set of astrophysical constants recently recommended by [Harmanec & Prša \(2011\)](#).

Atmospheric models: To compute synthetic photometry, we used ATLAS9 atmospheric models², with solar metallicity and a standard turbulent velocity of 2km/s. The effect of metallicity on the magnitudes is very weak, as noted by [Casagrande & VandenBerg \(2014\)](#). We used a grid of models spaced by 250K in effective temperatures and by 0.5 in logg. In practice, for each

photometric bandpass, we reduced the models to a grid of magnitudes computed for an angular diameter of 1 mas. We then modeled the photometry by using the formula (here in B band)

$$B = B_{\theta=1\text{mas}}(T_{\text{eff}}, \text{logg}) - 5 \log \theta + A_B \times E(B - V). \quad (3)$$

This equation is similar to Eq. 2, except that the linear surface brightness relation is replaced by a grid of interpolated values $B_{\theta=1\text{mas}}$, which is a function of the model: T_{eff} and logg. $T_{\text{eff}}(\phi)$ is fitted to the data (using either splines or Fourier series). On the other hand, logg is deduced from the parameters of the model: the mass of the star is assumed using the period-radius-mass relation of [Bono et al. 2001](#), and the linear radius is known internally in the model. The sensitivity of the $M_{\theta=1\text{mas}}$ to the gravity is, in any case, very low: this means that the choice of mass for the model is quite unimportant. As noted by [Casagrande & VandenBerg \(2014\)](#), atmospheric models are poorly suited for reproducing synthetic photometry bluer than the B band, hence we limit our modeling to a range of $0.4\mu\text{m}$ (B band) to about $2.5\mu\text{m}$ (K band): the data presented here used the Johnson system in the visible (B and V bands), as well as the Walraven system (B and V band) and the CTIO system in the near-infrared (J, H, and K bands).

Photometric bandpasses and zero-points: The photometric magnitudes were computed for each model of the grid, using band-passes and zero-points from the Spanish Virtual Observatory (SVO) database³ and the Asiago Database on Photometric System⁴ ([Moro & Munari 2000](#)) for the Walraven systems. Note that in the case of Walraven, we multiplied all the magnitudes by -2.5 since this unusual system expresses magnitude as the logarithm of the flux, without using the conventional -2.5 multiplicative factor. This allows for a uniform numerical treatment of all the photometric measurements. For the zero points, we chose the filters in the SVO that were recently calibrated by [Mann & von Braun 2014](#) (see Table 1).

Reddening: We parametrized the interstellar reddening using the B-V color excess, $E(B-V)$, and the reddening law from [Fitzpatrick \(1999\)](#), taken for $R_V=3.1$. Because the correction depends on the spectrum of the observed object, we computed all our reddening corrections using a template spectra for actual effective temperature at the phase at which the photometric observations were made. Reddening values for $T_{\text{eff}}=4500\text{K}$, 5500K , and 6500K are listed in Table 2 for the various photometric systems we used. This is significantly different from traditional BW implementation. Reddening correction factors R_λ are usually computed for Vega, a star much hotter than the Cepheids. For example, [Fouqué et al. \(2007\)](#) quotes R_V (i.e., for the V band) values between 3.10 and 3.30 and adopted a value of 3.23. As seen in our Table 2, our value for V_{GCPD} (Johnson) ranges from 3.00 to 3.05 between $T_{\text{eff}}=4500\text{K}$ to $T_{\text{eff}}=6500\text{K}$ (it would be 3.1 for $T_{\text{eff}}=10,000\text{K}$). We note that the effect of our choice of computation of the reddening is most notably different for blue filters and makes the least difference for the near-infrared K-band. Our choice of $R_V=3.1$ is mostly based on consensus and does not play a important role in the result: as far as we are concerned, the degeneracy is one-to-one between the reddening law R_V and the color excess $E(B-V)$. In other words, changing the fixed value of

¹ <http://phoebe-project.org/>

² <http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html>

³ <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps3/> and <http://www.ivoa.net/documents/Notes/SVOFPS/>

⁴ <http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Paper/index.html>

Table 1. Adopted filters and zero points

filter	λ_{eff} (nm)	zero point ($\text{W.m}^{-2}.\mu\text{m}^{-1}$)	SVO FilterID	Note	ref
B _T	422.0	6.588×10^{-08}	TYCHO/TYCHO.B_MvB	revised by MvB 2014	(1)
B _W	432.5	1.230×10^{-10}	—	-2.5 Walraven filter B	(2)
B	436.5	6.291×10^{-08}	GCPD/Johnson.B	revised by MvB 2014	(1)
B _{ST}	466.7	5.778×10^{-08}	GCPD/Stromgren.b	revised by MvB 2014	(1)
HP	517.1	3.816×10^{-08}	Hipparcos/Hipparcos.Hp_MvB	revised by MvB 2014	(1)
V _T	525.8	3.946×10^{-08}	TYCHO/TYCHO.V_MvB	revised by MvB 2014	(1)
V _W	546.7	6.730×10^{-11}	—	-2.5 Walraven filter V	(2)
V	545.2	3.601×10^{-08}	GCPD/Johnson.V	revised by MvB 2014	(1)
Y _{ST}	546.5	3.625×10^{-08}	GCPD/Stromgren.y	revised by MvB 2014	(1)
R	643.7	2.143×10^{-08}	GCPD/Cousins.R	revised by MvB 2014	(1)
J	1240.0	3.052×10^{-09}	CTIO/ANDICAM.J		(1)
H	1615.3	1.200×10^{-09}	CTIO/ANDICAM.H		(1)
K	2129.9	4.479×10^{-10}	CTIO/ANDICAM.K		(1)

Notes. ⁽¹⁾ Spanish Virtual Observatory; ⁽²⁾ "The Asiago Database on Photometric Systems" (Moro & Munari 2000); MvB 2014 refers to Mann & von Braun 2014.

Table 2. Subsets of magnitudes for $\theta = 1\text{mas}$ and reddening law (for $R_v=3.1$) for 3 values T_{eff} and $\log g=1.5$

filter	$M_{\theta=1\text{mas}, \log g=1.5}$			A_{λ}		
	$T_{\text{eff}}=4500, 5500, 6500\text{K}$			$T_{\text{eff}}=4500, 5500, 6500\text{K}$		
B _T	7.734, 5.799, 4.428			4.086, 4.146, 4.179		
B _W	0.759, -1.132, -2.460			4.071, 4.101, 4.117		
B	7.372, 5.625, 4.363			3.869, 3.954, 4.012		
B _{ST}	6.890, 5.321, 4.219			3.800, 3.803, 3.805		
HP	6.276, 5.018, 4.114			2.836, 2.990, 3.130		
V _T	6.261, 4.950, 4.034			3.127, 3.173, 3.207		
V _W	-0.696, -1.967, -2.852			3.041, 3.058, 3.071		
V	6.126, 4.864, 3.986			2.996, 3.027, 3.050		
Y _{ST}	6.118, 4.855, 3.974			3.048, 3.053, 3.056		
R	5.515, 4.467, 3.768			2.346, 2.371, 2.393		
J	4.159, 3.602, 3.244			0.802, 0.804, 0.805		
H	3.605, 3.280, 3.082			0.525, 0.527, 0.528		
K	3.472, 3.217, 3.043			0.354, 0.354, 0.354		

R_v changes the fitted value of E(B-V) and maintains the other parameters of the fit within their fitted values.

Center-to-limb darkening: The effect of the center-to-limb darkening (CLD) needs to be taken into account to properly interpret interferometric angular diameters. Interferometers do not measure diameters directly, they measure visibilities, which need to be modeled in order to estimate an angular diameter. This is easiest to do using a uniform disk (UD) model. However, the derived diameter is not the true stellar diameter. Many authors have published tables of diameter corrections UD/LD, but we found that none are satisfactory, for the simple reason that the UD/LD correction depends on the spatial frequency at which the observations were made, because of the slight difference between UD and LD visibility profiles. For this reason we computed our own $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{Ross}}$ corrections.

The truly interesting radius in our case is the bolometric radius, which almost matches the Rosseland value (where the av-

erage optical depth is 1). The Rosseland radius is the one that enters in the identity $L_{\text{bol}} \propto R_{\text{Ross}}^2 T_{\text{eff}}^4$ (Baschek et al. 1991). In the context of this work, we used a grid of photospheric models tabulated in effective temperature: this is why the apparent Rosseland diameter (θ_{Ross}) is the one that allows to compute accurate synthetic photometry.

We did not use ATLAS models for our own CLD correction because these models are plane-parallel and cannot produce accurate CLD profiles. Instead, we used grids of SATLAS models in the Cepheid range (Neilson & Lester 2013a). The actual CLD profiles are available in the VizieR database (Neilson & Lester 2013b, via FTP⁵). We extracted the radial intensity profile $I(r)$, which was converted to a visibility profile using a Haenkel transform, for various spatial frequencies (expressed as $x = \pi B\theta/\lambda$, where B is the baseline in meters, θ the angular diameter in radian and λ the wavelength in meters). For each spatial frequency, we scaled the spatial frequency of a uniform disk visibility profile to match the synthetic profile: the scaling factor was the ratio $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{Ross}}$. An example is shown in Fig. 1. We note that spherical models, tabulated as $I(\mu)$ (where $\mu = \sqrt{1-r^2}$), do not have their limb for $r = 1$, in contrast to plane-parallel models. This is because for spherical models, $r = 1$ is the outer boundary of the model (defined as the optical depth in the case of SATLAS, Neilson & Lester 2008) and does not correspond to the Rosseland radius. We used a separate tabulation of $R_{\text{Rosseland}}/R_{\text{outer}}$ extracted from the grid of SATLAS models (H. Neilson, private communication). The mathematical justification of the equivalence of the scaling in r in the intensity profile and scaling the visibility curve to estimate the unbiased Rosseland angular diameter is a fundamental property of the Fourier transform: $V[I(a \times r), B\theta_{\text{LD}}] = V[I(r), B\theta_{\text{LD}}/a] = V[I(r), B\theta_{\text{Ross}}]$, where B is the baseline and $a = 1/r_{\text{Ross}}$.

We note that our results notably depart from those of Neilson et al. (2012) for two reasons: 1) we took the radius of the star as the Rosseland radius, not the outer layer of the SATLAS model (defined as θ_{LD} by Neilson et al. 2012), and 2) our $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{Ross}}$ is a function of angular diameter and baseline. Overall, we found our

⁵ <ftp://cdsarc.u-strasbg.fr/pub/cats/J/A%2BA/554/A98/spheric/>

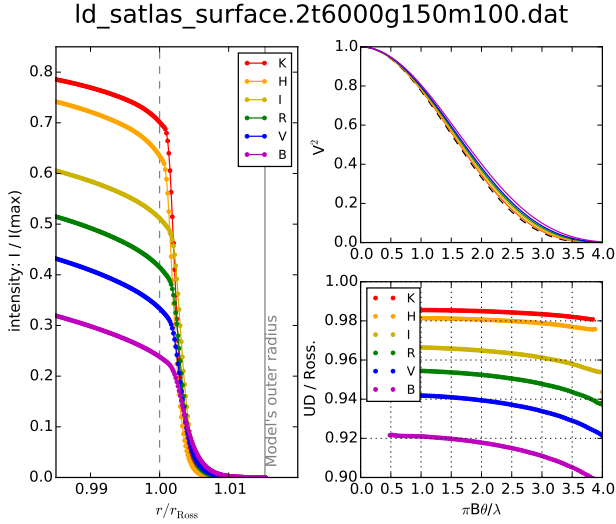


Fig. 1. Example of deriving the interferometric correction factor $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$, for SATLAS model $T_{eff}=6000K$, $\log g=1.5$ and $M=10 M_{\odot}$. **Left:** radial intensity profile, close to the limb ($\pm 1\%$), for various bands; **upper right:** corresponding visibility functions as a function of the dimensionless spatial frequency $x = \pi B/\lambda$; **lower right:** corresponding factors $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$, for each band as a function of x .

values of $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$ to be higher than those published in Neilson et al. (2012).

A limitation of our approach is that we used hydrostatic atmospheric models to compute our UD/Rosseland correction. This is not the latest way, since Marengo et al. 2003 have used updated models to take into account non-hydrostatic effects. These authors found that the UD/Rosseland correction is, on average, comparable with the hydrostatic values and that the variation of the correction, due to the pulsation, is very small: about 0.3% in the near-infrared and up to 1.5% in the visible. This translates more or less into the same bias in d/p bias. Since we mostly used near-infrared optical interferometric data, the bias from our choice of using hydrostatic models is, to the best of our knowledge, only about 0.3%, at most. Moreover, there are no published grids of hydrodynamic models.

Circumstellar envelopes: The CSEs have two observational effects. The first one is on the near infrared photometric measurements, which are potentially biased for wavelengths in the K band ($2.2 \mu m$) and redder. The second effect is on the interferometric angular diameters. Kervella et al. (2006) and Mérand et al. (2006) showed that the fringe visibility as a function of the baseline length departs from the classical function of a limb-darkened star. In the case of the CSE, the bias on the measurements depends on the baselines and angular diameter. The approach we adopted was to use a grid of models using the parametrization reported by Perrin et al. (2005), allowing the tabulation of the angular diameter bias as a function of infrared excess. Biases ($\theta_{observed} / \theta_{real}$) for different strengths of CSEs are shown on Fig. 2. We also allowed for an excess in H band, since these two bands are relatively close in wavelengths and it is hard to imagine that the CSEs produce K-band excess and no H-band excess. If no H excess is given as an input parameter, we chose to consider an H-band excess twice as low as the K band excess. The numerical process is very similar to the one we described for the limb-darkening correction: we synthesized the visibilities of

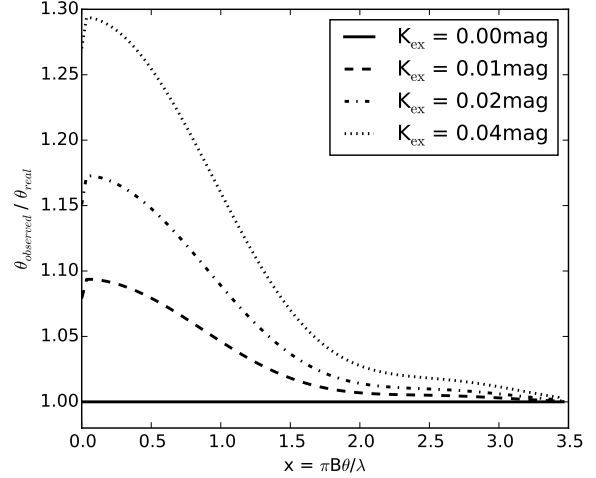


Fig. 2. K-band interferometric angular diameter bias (observed / real) due to the CSE as a function of the dimensionless spatial frequency.

a limb-darkened disk surrounded by the CSE, with the relevant observational parameters, and we fitted a uniform disk model to estimate the bias. This is numerically costly, but it is the only accurate way to estimate the bias.

2.3. Fitting strategy

We used a standard χ^2 minimization,

$$\chi^2 \propto \sum_i \frac{(O_i - M_i)^2}{e_i^2}, \quad (4)$$

where O_i is the i -th observations, e_i its associated error, and M_i the prediction from the model. The strategy to compute the overall χ^2 , for all observations, necessitates some care. A normal χ^2 would weight each measurement by its error bar. However, when we mix various observables, those that are present in large numbers are favored compared to scarce ones. A more general approach is to compute a χ^2 by computing the final χ^2 as the average of χ^2 computed for each observable:

$$\chi^2 \propto \sum_j \frac{1}{\text{sizeof}(G_j)} \sum_{i \in G_j} \frac{(O_i - M_i)^2}{e_i^2}. \quad (5)$$

This is to ensure that each group G_j of observables contributes equally to the final likelihood estimation: for example, there are usually many more photometric observations than radial velocity or interferometric diameters. We used a Levenberg-Marquardt (LM) least-squares fit based on SciPy⁶ `scipy.optimize.leastsq`. Using the total χ^2 would have given more importance to data in highest numbers. Contrary to the approach taken by Pejcha & Kochanek (2012), we did not fit the zero points of photometric systems, so we do not suffer degeneracy. After we found the best fit, we estimated the uncertainties in the derived parameters by using the covariance matrix around the best-fit solution.

Another aspect of the fitting process is the phasing of the data. It is known that Cepheids are not perfectly stable pulsators.

⁶ <http://scipy.org/>

Table 3. Parameters of the δ Cep fit. The quantities with uncertainties are adjusted in the model and the other ones are fixed. We note that the uncertainties are purely statistical and do not take into account systematics, such as the uncertainties on the distance, for example (274 ± 11 pc, [Benedict et al. 2002](#)).

parameter	best fit
$\theta_0^{(a)}$ (mas)	1.420 ± 0.009
$E(B - V)$	$0.032 \pm 0.005_{\text{stat.}} \pm 0.015_{\text{sys.}}$
K excess (mag)	0.025 ± 0.002
H excess (mag)	0.018 ± 0.004
p-factor	1.29 ± 0.02
MJD ₀ ^(b)	48304.7362421
period (days)	5.3662906 ± 0.0000061
period change (s/yr)	-0.069 ± 0.033
metallicity [Fe/H]	0.06
distance (pc)	274 [fixed]
χ_r^2	1.7
adopted mass (M_\odot)	4.8
average radius (R_\odot)	43.0

Notes. ^(a) θ_0 is the Rosseland angular diameter at phase 0, not the average angular diameter over the pulsation cycle; ^(b)adjusted so that the bolometric magnitude reached minimum at phase 0.

For example, the slow (compared to the pulsation time) evolution of the star’s interior leads to a first-order period change. The amount of linear change is an indicator of the evolutionary stage of the Cepheids and can be computed theoretically (see, for example, [Fadjev 2014](#)). We allowed the period to change linearly in our model.

3. Prototypical stars

Note that the observational data, and best fit model are available in electronic form, as FITS tables.

3.1. δ Cep

δ Cep is the prototypical Cepheid and has been observed extensively, in particular by optical interferometer. We took the photometry from [Moffett & Barnes \(1984\)](#), [Barnes et al. \(1997\)](#), [Kiss \(1998\)](#), [Berdnikov \(2008\)](#) and [Engle et al. \(2014\)](#). We also added photometric observations from Tycho and Hipparcos from [van Leeuwen et al. \(1997\)](#) and [ESA \(1997\)](#). We took the cross-correlation radial velocities from [Bersier et al. \(1994\)](#) and [Storm et al. 2004](#). The angular diameters are the ones published in [Mérand et al. \(2005\)](#) and [Mérand et al. \(2006\)](#). In addition, to properly interpolate the photospheric models, we adopted a metallicity of [Fe/H]=0.06, based on [Andrievsky et al. 2002](#). We note that the metallicity has a very weak effect on surface brightness values and is undetectable with our data set.

For the χ^2 averaging, we used four groups of observables: radial velocities (91 measurements) angular diameters (67 measurements), photometric magnitudes (483 measurements), and colors (421 measurements). Error bars for each of these groups were multiplied by ~ 0.59 , ~ 0.50 , ~ 1.26 , and ~ 1.35 , respectively. We show the fit in Fig. 3, and the most important parameters are listed in Table 3.

It is interesting to compare the result we obtain here with that of our previous study, which did not include photometry ([Mérand et al. 2005](#)). The value of the p-factor is very similar: Using only the radial velocities and angular diameters reported

by [Bersier et al. \(1994\)](#), we found $p=1.27 \pm 0.01$. The uncertainty was smaller since we took into account correlations in interferometric error bars (using the formalism of [Perrin 2003](#)), which we do not yet have implemented in our current SPIPS fitting algorithm. The actual p-factor uncertainty should take into account the distance uncertainty (0.050), however, which is much larger than the statistical uncertainty (0.020).

The CSE is noticeable in the interferometric data as a bias affecting the angular diameter measured at the shortest baselines. [Mérand et al. \(2006\)](#) did not fit the excess, but rather compared the fit using a simple star model to a fit using the model we fitted on another Cepheid (Polaris), for which we had extended baseline coverage. At the time, we used a 1.5% excess (0.016 mag). In the case of SPIPS, we have photometric data that allow anchoring the model and allow using the CSE contribution as a free parameter. Thanks to this, we confirmed the infrared excess and estimated it to be 0.025 ± 0.002 mag in K band. We also let the H excess free to vary to fit the photometry and found it to be 0.018 ± 0.004 . This latter is solely based on the photometric measurements.

The good agreement with all the observables is remarkable and increases our confidence in the method. In particular, our SPIPS modeling is able to combine all data and does not show apparent discrepancies between optical interferometry and IRSB, such as noted by [Ngeow et al. \(2012\)](#). Admittedly, we added the complexity of having an infrared excess, which probably explains the discrepancy (which [Ngeow et al. 2012](#) did not take into account). One could argue that the K-band magnitudes do not agree the best agree in our fit (Fig. 3, panel ‘h’). We also performed a fit using only photometric measurements (omitting our interferometric measurements) and found the p-factor to be 1.29 ± 0.06 , which, apart from the poorer statistical uncertainty, agrees perfectly well with our fit using optical interferometry. The K excess was also let free in the photometric fit, and its value was found to be 0.010 ± 0.004 magnitude.

Additionally, the period change (-0.07 ± 0.03 s/yr) is found to agree well with the recent estimate by [Engle et al. 2014](#), even though these authors have a much greater accuracy (-0.1006 ± 0.0002 s/yr).

3.2. η Aql

η Aql is another important prototypical Cepheid because of its proximity (and hence large apparent size), which makes it accessible to optical interferometry. We observed η Aql in July 2006, using the FLUOR instrument ([Coudé du Foresto et al. 2003](#)) at the CHARA Array. We used the same data reduction approach as in previous works, in particular the δ Cep data used in the previous section.

We took photometry from [Welch et al. \(1984\)](#), [Moffett & Barnes \(1984\)](#), [Barnes et al. \(1997\)](#), [Kiss \(1998\)](#), [Berdnikov \(2008\)](#). Photometric measurements in the Walraven system were taken from [Pel \(1976\)](#). We also added photometric observations from Tycho and Hipparcos from [van Leeuwen et al. \(1997\)](#) and [ESA \(1997\)](#). Radial velocities were taken from [Barnes et al. \(2005\)](#) and [Kiss \(1998\)](#). Finally, we also took additional angular diameter measurements: H band long-baseline measurements from [Lane et al. \(2002\)](#) and short-baseline K-band measurements from [Kervella et al. \(2004b\)](#). We adopted a metallicity of [Fe/H]=0.05, based on [Andrievsky et al. 2002](#).

The results of the fit are presented in Fig. 4 and Table 4. As for δ Cep, we applied a correction factor to the error bars to equally weight the four following groups: radial velocities (57 measurements, 0.5 factor), angular diameter (70 measurements,

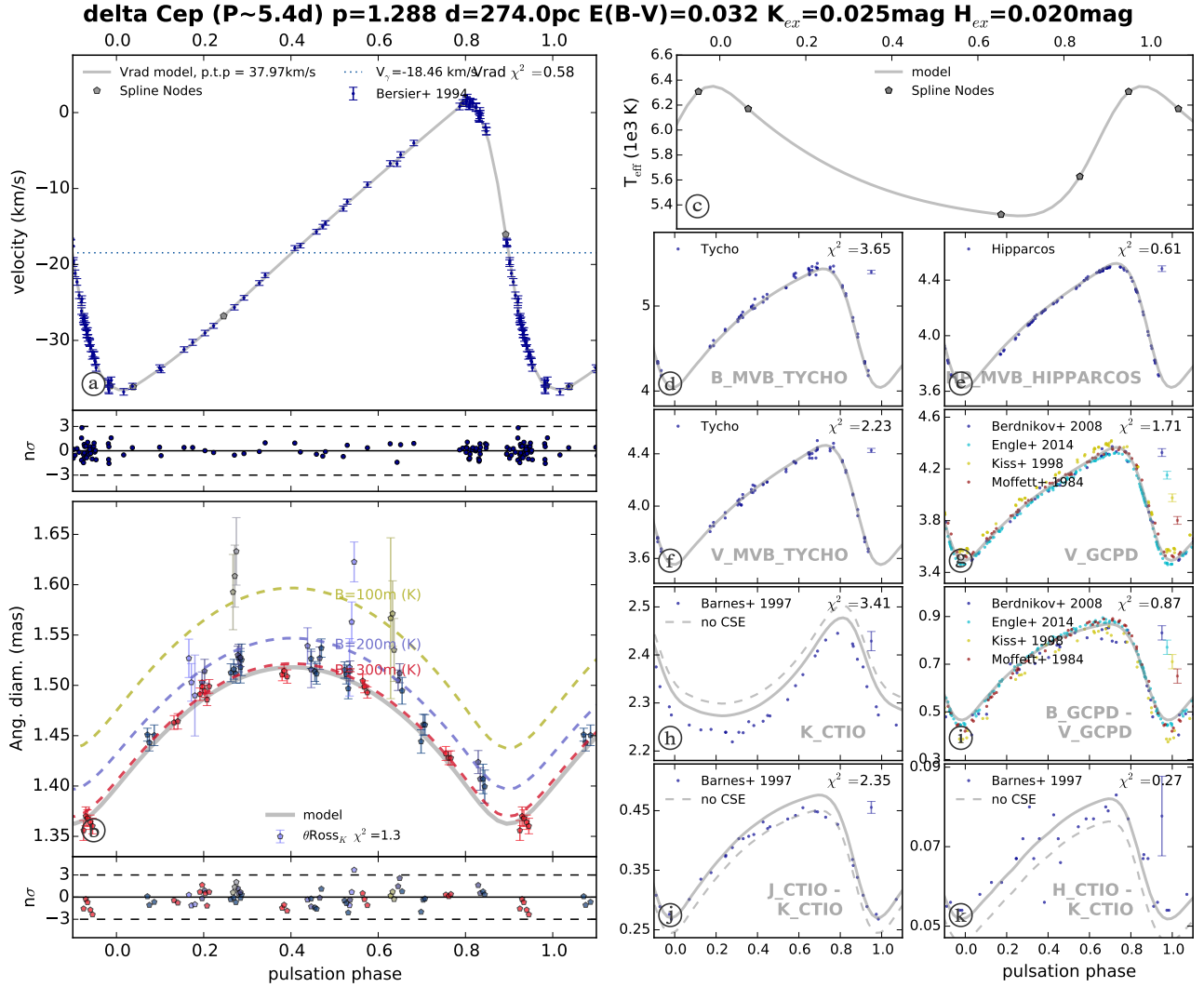


Fig. 3. δ Cep data fit. Various panels show pulsation and radial velocities with spline model and residuals (panel a); angular diameters and residuals, with the baseline color-coded for the data and CSE-biased model — as a dash line, based on the model shown in Fig. 2 — (panel b); effective temperatures (panel c); photometric measurements and models (panels d to m) for different photometric bands or colors. Typical error bars are shown on the right side of the plot, below the reduced χ^2 values.

0.55 factor), photometric magnitudes (377 measurements, 1.3 factor), and photometric colors (432 measurements, 1.35 factor).

We detect a slight H- and K-band infrared excess (0.016 ± 0.003 and 0.018 ± 0.002 , respectively). Like δ Cep, this is allowed by the combination of infrared photometry and infrared interferometric angular diameters.

Regarding the accuracy of E(B-V), Laney & Caldwell 2007 reported 0.126 and also quoted an older value of 0.143 (Caldwell & Coulson 1985), as well as 0.138 (metallicity corrected, computed by the software 'BELRED'). Groenewegen (2008) quoted 0.130 ± 0.009 . Storm et al. (2011) used 0.129. Our estimate is in this range, at 0.161 ± 0.005 , on the redder side. The statistical uncertainty we obtain, ± 0.005 , is underestimated because we did not take into account the fact that all photometric measurements in a same band and from a same source share a common error, namely the zero point and the photometric calibrators. If we perform a Jack-knife resampling, removing one set of photometric

measurements every time, the uncertainty on E(B-V) increases by a factor of 3, to ± 0.015 .

Regarding the distance, η Aql appears in Table 5 of Groenewegen (2008) with a distance of $261 \pm 6 \pm 7$ pc for $p=1.321$ ($d/p = 198 \pm 5 \pm 4$ pc). Storm et al. (2011) determined a distance of 255 ± 5 pc using IRSB method, for $p=1.39$ ($d/p = 183 \pm 4$ pc). Using a subset of data we used, Lane et al. (2002) obtained $d=320 \pm 32$ pc with $p=1.43$ ($d/p=223 \pm 22$ pc). Our method gives a distance of 296 ± 5 pc ($d/p = 228 \pm 4$ pc), which is not consistent with Storm et al. (2011). We note that our uncertainty is on the same order as that of Storm et al. (2011), and surprisingly, they used only radial velocity and two-band photometry. If we restrict ourselves to IRSB data (radial velocities and V, K photometry), our fit leads to ± 15 pc. Since we cannot fit E(B-V) (because of the degeneracy with T_{eff}), we should estimate the sensitivity of the distance estimate to change in E(B-V). We computed that decreasing E(B-V) by 0.05 leads to a distance 4 pc smaller. In other words, restricting our data set to the IRSB method leads

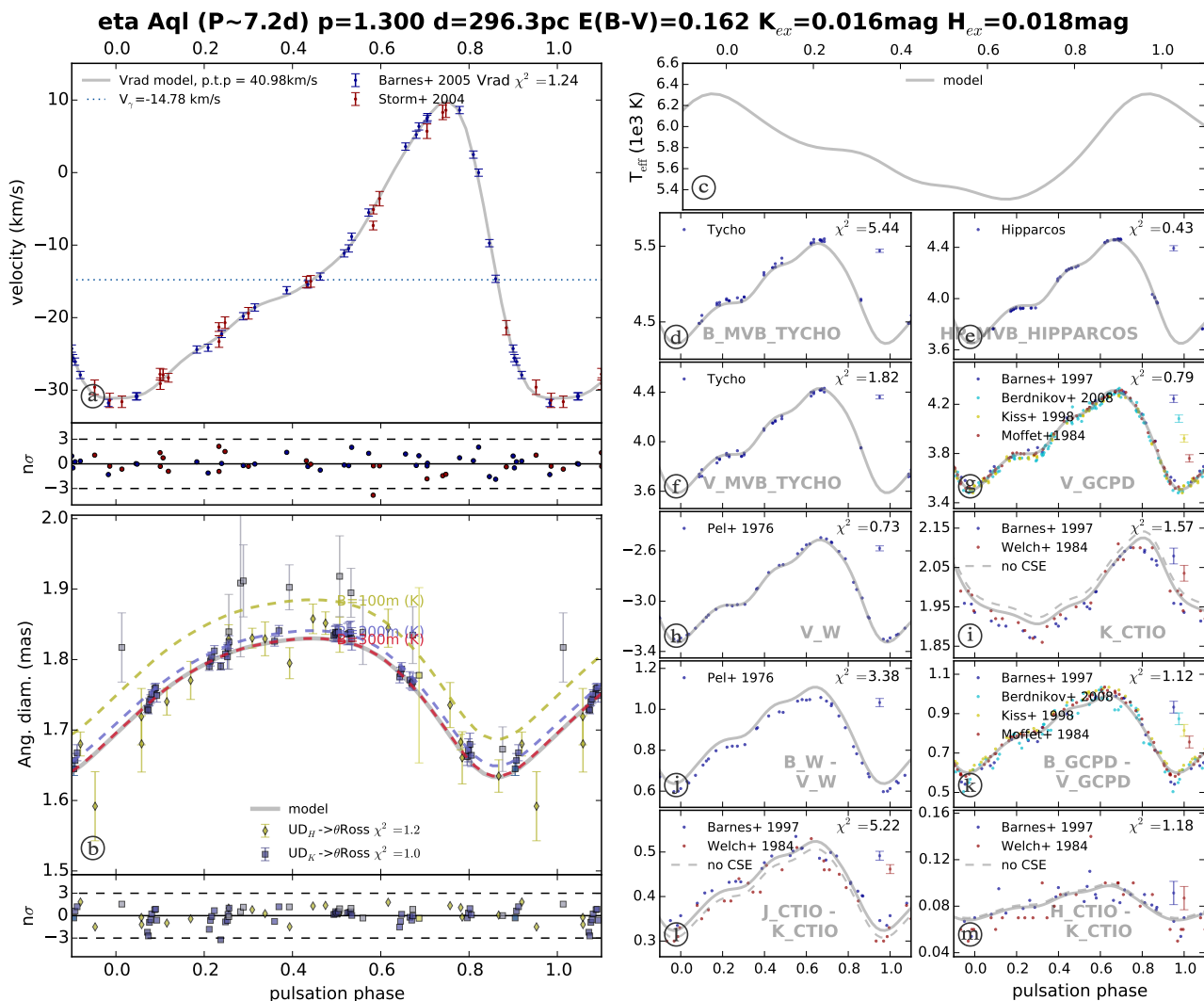


Fig. 4. η Aql fit. Various panels show pulsation and radial velocities with spline model and residuals (panel a); angular diameters and residuals, with the baseline color-coded for the data and CSE-biased model — as a dash line, based on the model shown in Fig. 2 — (panel b); effective temperatures (panel c); photometric measurements and model (panels d to o) for different photometric bands or colors. Typical error bars are shown on the right side of the plot, below the reduced χ^2 values.

to similar distances. The reason why we find an uncertainty in the estimated distance three times larger than Storm et al. (2011) is the following: we suspect that since we fitted all parameters at once (radial velocity profile, T_{eff} profile, distance, etc.), our uncertainties are more realistic. If we keep our η Aql model and only use the IRSB dataset, and if we assume that we know everything in the model except for the distance and only adjust for this parameter, the uncertainty decreases to ± 5 pc, which is the claim of Storm et al. (2011). In other words, our analysis of η Aql is a perfect example of why fitting all parameters at the same time provides more realistic uncertainties.

4. Conclusions

Our model makes many simplistic assumptions about Cepheids, most of which are known to be incorrect at a certain level. However, in the context of the parallax-of-pulsation distance estimation, our approach is more complete than most (if not all) imple-

mentations that are variations of the Baade-Wesselink method (BWM): 1) we include all possible observables, including redundant ones, and 2) we use observation modeling based on a physical model (as opposed to ad-hoc parameters, such as the surface brightness relations). Our implementation includes the traditional BWM, if one restricts the input data set. Using our modeling, we address some shortcomings of the BWM:

- We adopted an approach of modeling the observables rather than using ill-defined corrective factors. For example, we used modeled interferometric visibility profiles to compute the interferometric bias $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$, whereas it is traditionally derived for brightness profile fits to analytical functions. We still make use of the projection factor, but we are working on a spectral synthesis modeling to allow us to use a consistent pulsation velocity estimation.
- We used atmospheric models (ATLAS9 in our case) to compute synthetic photometry. This works very well, as proven by the agreement with interferometric angular diameters on

Table 4. Parameters of the η Aql fit. The quantities with uncertainties are adjusted in the model and the other ones are fixed.

parameter	best fit
$\theta_0^{(a)}$ (mas)	1.694 ± 0.002
$E(B - V)$	$0.161 \pm 0.005_{\text{stat.}} \pm 0.015_{\text{sys.}}$
K excess (mag)	0.018 ± 0.002
H excess (mag)	0.016 ± 0.003
p-factor	1.30 [fixed]
distance (pc)	396 ± 6
MJD ₀ ^(b)	48069.3905
period (days)	7.176841 ± 0.000012
period change (s/yr)	0.18 ± 0.07
metallicity [Fe/H]	0.05
reduced χ^2	2.3
adopted mass (M_{\odot})	6.3
average radius (R_{\odot})	57.6

Notes. ^(a) θ_0 is the Rosseland angular diameter at phase 0, not the average angular diameter over the pulsation cycle $\langle \theta \rangle$; ^(b)adjusted so that the bolometric magnitude reached minimum at phase 0.

our two prototypical stars. We note that the resulting surface brightness relation cannot be approximated by a linear function of the effective temperature (or color), as is done with a traditional implementation of the BMW. Because the BMW lacks redundancy in the dataset it uses, this shortcoming cannot be detected and propagates as a color bias on the distances.

- Circumstellar envelopes (CSE) are consistently taken into account in the near-infrared photometry and optical interferometric diameters.
- Reddening is fitted from the data in a self-consistent way. Conversely, BMW uses an $E(B-V)$ that was determined for a certain reddening law and often applies it using another reddening law. Our method does not suffer from this bias.
- Our approach permits very good phasing of data, even taken at different epochs. Not only does it improve the accuracy of the distance determination (because poorly phased data often have underestimated amplitude), it also allows us to study the period change of Cepheids.
- Fitting all parameters at once realistically estimates the statistical uncertainties, as opposed to a method that would fit consecutive sets of parameters. For example, if the analytical radial velocity function is fitted first in an implementation of the BMW and then the analytical variations of angular diameters, followed by the distance alone as the ratio between the two, the uncertainty of the distance would not account for the other uncertainties and would likely be underestimated by a factor as large as 3.

All this should come as a warning to studies using only two bands: their distance (or p-factor) determinations probably have systematic errors that are hard to estimate without using a method like the one we have presented. Even then, their statistical uncertainties might very well be underestimated by a large factor. We applied the method to δ Cep and η Aql. For δ Cep we confirm our formerly published values for the p-factor of 1.28 ± 0.06 , accounting for the uncertainty of the distance by Benedict et al. 2002 of 274 ± 11 pc. For η Aql, we estimated its biased distance to be $d/p = 228 \pm 4$ pc, leading to $d = 296 \pm 5$ pc assuming $p=1.30$. In both cases, our models reproduced all the available data (about a thousand observations in each case), in a self-consistent way. In the near future, we will continue our work

by systematically studying Cepheids for which large datasets are available.

Acknowledgements. We would like to thank the referee, Hilding Neilson, for his work that led to a much improved manuscript, as well as for providing additional insights to the use of SATLAS models described in the present work. This research has made use of the Spanish Virtual Observatory supported from the Spanish MEC through grant AyA2008-02156. This research has made use of the VizieR catalog access tool and SIMDAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. A.G. acknowledges support from FONDECYT grant 3130361. P.K. and J.B. acknowledge financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France, and the ECOS/Conicyt grant C13U01. The CHARA Array is funded by the National Science Foundation through NSF grants AST-0908253 and AST-1211129, and by the Georgia State University through the College of Arts and Sciences. STR acknowledges support by NASA through grant number HST-GO-12610.001-A from the Space Telescope Science Institute, which is operated by AURA, Inc., under NASA contract NAS 5-26555.

References

- Andrievsky, S. M., Kovtyukh, V. V., Luck, R. E., et al. 2002, *A&A*, 381, 32
- Baade, W. 1926, *Astronomische Nachrichten*, 228, 359
- Barnes, T. G. & Evans, D. S. 1976, *MNRAS*, 174, 489
- 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
- Baschek, B., Scholz, M., & Wehrse, R. 1991, *A&A*, 246, 374
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2007, *AJ*, 133, 1810
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Fredrick, L. W., et al. 2002, *AJ*, 124, 1695
- Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 2285, 0
- Bersier, D., Burki, G., Mayor, M., & Duquenooy, A. 1994, *A&AS*, 108, 25
- Bono, G., Gieren, W. P., Marconi, M., Fouqué, P., & Caputo, F. 2001, *ApJ*, 563, 319
- Burki, G., Schmidt, E. G., Arellano Ferro, A., et al. 1986, *A&A*, 168, 139
- Caldwell, J. A. R. & Coulson, I. M. 1985, *MNRAS*, 212, 879
- Casagrande, L. & Vandenberg, D. A. 2014, *MNRAS*, 444, 392
- Coudé du Foresto, V., Borde, P. J., Merand, A., et al. 2003, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 4838, *Interferometry for Optical Astronomy II*, ed. W. A. Traub, 280–285
- Engle, S. G., Guinan, E. F., Harper, G. M., Neilson, H. R., & Ramage Evans, N. 2014, *ApJ*, 794, 80
- ESA, ed. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*
- Fadzyev, Y. A. 2014, *Astronomy Letters*, 40, 301
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Fouqué, P., Arriagada, P., Storm, J., et al. 2007, *A&A*, 476, 73
- Freedman, W. L. & Madore, B. F. 2010, *ApJ*, 719, 335
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Gallenne, A., Kervella, P., & Mérand, A. 2012, *A&A*, 538, A24
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013, *A&A*, 558, A140
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., & Girard, J. H. V. 2011, *A&A*, 527, A51
- Gray, D. F. & Stevenson, K. B. 2007, *PASP*, 119, 398
- Groenewegen, M. A. T. 2008, *A&A*, 488, 25
- Harmanec, P. & Prša, A. 2011, *PASP*, 123, 976
- Hindsley, R. & Bell, R. A. 1986, *PASP*, 98, 881
- Hindsley, R. B. & Bell, R. A. 1989, *ApJ*, 341, 1004
- Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., et al. 2004a, *A&A*, 428, 587
- 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., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, *A&A*, 416, 941
- Kiss, L. L. 1998, *Journal of Astronomical Data*, 4, 3
- Lane, B. F., Creech-Eakman, M. J., & Nordgren, T. E. 2002, *ApJ*, 573, 330
- Laney, C. D. & Caldwell, J. A. R. 2007, *MNRAS*, 377, 147
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Lindemann, F. A. 1918, *MNRAS*, 78, 639
- Mann, A. W. & von Braun, K. 2014, *ArXiv e-prints*
- Marengo, M., Karovska, M., Sasselov, D. D., et al. 2003, *ApJ*, 589, 968
- Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1093
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, *A&A*, 453, 155
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2005, *A&A*, 438, L9
- Mérand, A., Kervella, P., Pribulla, T., et al. 2011, *A&A*, 532, A50
- Moffett, T. J. & Barnes, III, T. G. 1984, *ApJS*, 55, 389

- Moro, D. & Munari, U. 2000, A&AS, 147, 361
Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, A&A, 502, 951
Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2008, A&A, 490, 807
Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2013a, A&A, 554, A98
Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2013b, VizieR Online Data Catalog, 355, 49098
Neilson, H. R., Nardetto, N., Ngeow, C.-C., Fouqué, P., & Storm, J. 2012, A&A, 541, A134
Ngeow, C.-C., Neilson, H. R., Nardetto, N., & Marengo, M. 2012, A&A, 543, A55
Pejcha, O. & Kochanek, C. S. 2012, ApJ, 748, 107
Pel, J. W. 1976, A&AS, 24, 413
Perrin, G. 2003, A&A, 400, 1173
Perrin, G., Ridgway, S. T., Verhoelst, T., et al. 2005, A&A, 436, 317
Pribulla, T. 2012, in IAU Symposium, Vol. 282, IAU Symposium, ed. M. T. Richards & I. Hubeny, 279–282
Pribulla, T., Merand, A., Kervella, P., et al. 2011, A&A, 528, A21
Prša, A. & Zwitter, T. 2005, ApJ, 628, 426
Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, ApJ, 730, 119
Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., et al. 2004, A&A, 415, 521
Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, A&A, 534, A94
Suyu, S. H., Treu, T., Blandford, R. D., et al. 2012, ArXiv e-prints
van Leeuwen, F., Evans, D. W., Grenon, M., et al. 1997, A&A, 323, L61
Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, ApJS, 54, 547
Wesselink, A. J. 1946, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 10, 91

Chapitre 3

Étude d'un cas particulier : κ Pavonis

Sommaire

3.1	Contexte et description de κ Pavonis	92
3.1.1	Les Céphéides de type II	92
3.1.2	Le cas particulier de κ Pavonis	93
3.2	Collecte des données	94
3.2.1	Interférométrie avec PIONIER	94
3.2.2	Données de vitesse radiale	104
3.2.3	Données photométriques	106
3.3	Application de SPIPS	109
3.3.1	Phasage général des données	109
3.3.2	Résultats du modèle et discussion	114
3.4	Publication : Breifelder et al. (2015) <i>A&A</i>, 576 A64	119

3.1 Contexte et description de κ Pavonis

Dans ce chapitre, nous allons voir une première application du code **SPIPS** : le calcul du p -facteur de la Céphéide de type II κ Pavonis (ci-après κ Pav). Une première partie sera consacrée à la présentation de cette étoile atypique, une seconde traitera de la collecte des données (nous détaillerons en particulier le déroulement des observations exécutées avec l'instrument PIONIER, au VLT), et une troisième partie sera dédiée à l'application même de **SPIPS** et les résultats obtenus. L'ensemble de ce chapitre a fait l'objet d'une publication dans la revue scientifique A&A, [Breitfelder et al. \(2015\)](#), que nous appellerons simplement B15 dans le suite de ce manuscrit. Ce travail a occupé une grande partie de ma deuxième année de thèse.

3.1.1 Les Céphéides de type II

Nous avons déjà brièvement présenté les Céphéides de type II dans l'introduction : ce sont des étoiles de population II peuplant principalement le halo galactique. Elles sont plus vieilles et moins métalliques que les Céphéides classiques, et ont une période de pulsation en moyenne plus courte. On distingue trois classes de Céphéides de type II, rangées (de façon encore assez discutée) selon leur périodes de pulsation ([Wallerstein, 2002](#)) :

- **Les BL Herculis** : Ces Céphéides ont des périodes assez courtes, en général inférieures à 5 jours (la définition varie selon les sources). Elles sont les moins massives parmi les Céphéides de type II, et on les observe par conséquent à un stade évolutif moins avancé : on pense qu'elles entrent tout juste dans leur stade de géante. Un des signes caractéristiques de ces étoiles est la présence d'irrégularités dans leurs courbes de lumière : un *bump* dont la position semble dépendre de la période. Un phénomène de dédoublement de la période a également été observé pour certaines d'entre elles. Ces observations permettent d'avancer dans la compréhension théorique des phénomènes liés à la pulsation, ainsi que dans l'amélioration du développement de modèles de pulsation.
- **Les W Virginis** : Ces étoiles ont des périodes de pulsation comprises entre 5 et 20 jours, et κ Pav fait partie de ce groupe. Ces Céphéides ont tendance à montrer des irrégularités dans leur pulsation, aussi bien en période qu'en amplitude, ce qui est également le cas pour κ Pav et constitue de fait la principale difficulté que nous avons rencontré avec cette étoile.
- **Les RV Tauri** : Ces étoiles regroupent les Céphéides de type II ayant des périodes supérieures à 20 jours. Ces étoiles seraient à un stade évolutif plus avancé : dans leur dernière traversée du diagramme HR avant de devenir des naines blanches. Les RV Tau présentent des courbes de lumière assez diverses et atypiques. Pour beaucoup d'entre

elles on observe par exemple une alternance entre un minimum plus élevé et un minimum plus bas. Pour d'autres, une variation à très long terme de la luminosité se superpose au signal dû à la simple variation. Beaucoup d'exemples ont été recensés par le projet OGLE mais malheureusement il n'y a pas encore d'explication satisfaisante pour expliquer ces phénomènes.

3.1.2 Le cas particulier de κ Pavonis

κ Pavonis fait partie de la classe des W Virginis. Il s'agit de l'une des Céphéides de type II les plus proches de nous, et de l'étoile la plus brillante de sa catégorie. Comme beaucoup de W Vir, κ Pav voit sa période de pulsation changer de façon très irrégulière, ce dont nous aurons l'occasion de parler plus en détails dans la Section 3.3.1. κ Pav est en fait plus brillante et plus bleue que les autres W Vir. [Matsunaga et al. \(2009\)](#) a donc proposé de la classer dans le sous-groupe des étoiles pW Vir (*peculiar W Virginis*) introduit par [Soszyński et al. \(2008\)](#). Ces objets peuvent présenter des courbes de lumière irrégulières, ce qui pourrait être dû à leur nature binaire. Ceci n'a cependant pas été confirmé ([Ripepi et al., 2015](#)).

Les Céphéides de type II partagent aussi bien des similarités avec les Céphéides classiques (même intervalle de périodes de pulsation, même comportement général) qu'avec les RR Lyrae (qui ont une métallicité semblable). Elles font donc le pont entre différents types d'étoiles variables ce qui rend leur étude très importante pour avancer dans la compréhension des phénomènes de pulsation. Les Céphéides de type II se retrouvent plutôt dans le halo galactique, les parties plus vieilles du disque ou les amas globulaires. Comme les RR Lyrae, elles ont donc un rôle important dans la cartographie étendue de la Voie Lactée. κ Pav se trouve donc au carrefour entre les RR Lyrae, les Céphéides classiques de par sa luminosité et les Céphéides de type II, et est l'une des étoiles les plus brillantes de sa catégorie, ce qui en fait une étoile spéciale et très intéressante à étudier.

3.2 Collecte des données

3.2.1 Interférométrie avec PIONIER

L'observatoire du VLT en quelques mots...



FIGURE 3.1 – L'observatoire du VLT, au sommet du Mont Paranal. Sur cette photo, on peut voir les 4 UTs, les 4 ATs (dans leur configuration la plus compacte), ainsi que le télescope VST (au fond). Au premier plan, on aperçoit les rails sur lesquels peuvent se déplacer les ATs et différentes positions qu'ils peuvent occuper.

Pour mon étude de κ Pav, j'ai fait usage de données interférométriques du *Very Large Telescope* (VLT), et j'ai eu la chance d'aller faire les observations moi-même. Commençons donc par une brève présentation du lieu. Le VLT (en français : *Très Grand Télescope*) est un ensemble composé de :

- 4 télescopes de 8.2 mètres appelés les UTs (*Unit Telescopes*). Comme clin d'oeil à la communauté aborigène Mapuche, les télescopes ont été nommés dans leur dialecte local, le *mapudungun* (UT1 : *Antu* (Le Soleil) ; UT2 : *Kueyen* (La Lune) ; UT3 : *Melipal* (la Croix du Sud) ; UT4 : *Yepun* (Vénus)). Chaque télescope dispose de deux foyers Nasmyth et d'un foyer Cassegrain permettant d'y installer 3 instruments.
- 4 télescopes de 1.8 mètres appelés les ATs (*Auxiliary Telescopes*). Ceux-ci sont dédiés à l'interférométrie et fonctionnent par 2, 3 ou 4 selon l'instrument utilisé. Ils peuvent

changer de position sur la plateforme du VLT, pour proposer aux utilisateurs une large gamme de bases et d'orientations, et adapter l'échantillonnage des fréquences spatiales à leurs besoins¹. La lumière issue des télescopes est acheminée par un système optique vers le laboratoire de l'interféromètre du VLT (VLTI) et passe par un long tunnel sous terre abritant les lignes à retard, montrées sur la photo de la figure 3.2.

- 2 télescopes à grands champs dédiés à faire des relevés d'images : VISTA (*the Visible and Infrared Survey Telescope for Astronomy*) de 4.1 mètres et le VST (*VLT Survey Telescope*) de 2.65 mètres.



FIGURE 3.2 – Les lignes à retard du VLTI permettent d'égaliser les chemins optiques des faisceaux lumineux provenant des différents télescopes.

L'observatoire du VLT (voir photo, figure 3.1) est géré par l'Observatoire Européen de l'hémisphère Sud (ESO). Il est installé au sommet du Mont Paranal, dans le désert d'Atacama au Nord du Chili, à une altitude de 2635 mètres. Cette position géographique est très avantageuse pour les observations : le taux d'humidité est très faible, les nuits couvertes relativement rares (entre une dizaine et une vingtaine par an), la turbulence atmosphérique est réduite du fait de l'altitude, et la pollution lumineuse est presque absente. Il faut ajouter que le site se trouve en général au-dessus de la couche d'inversion de l'atmosphère, ce qui le

1. Plus d'informations sur les configurations actuellement offertes aux utilisateurs peuvent être obtenues sur la page <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti/configuration/P96.html.html>

TABLE 3.1 – Principaux modes spectraux de PIONIER. Cette table résume leurs noms, caractéristiques et période d’utilisation. La période 93 s’étend du 1er Avril au 30 Septembre 2014; la période 94 du 1er octobre 2014 au 31 Mars 2015.

Mode	Période d’usage	λ_0 des canaux spectraux
SMALL	Jusqu’en P93 (inclus)	1.59, 1.67 et 1.76 μm
LARGE	Jusqu’en P93 (inclus)	1.52, 1.55, 1.60, 1.66, 1.71, 1.76 et 1.80 μm
GRISM	À partir de P94	1.53, 1.58, 1.63, 1.68, 1.73 et 1.78 μm

protège de l’humidité venant de la mer, ainsi que du brouillard et de la pollution venant des villes alentour. Lorsque les conditions sont particulièrement bonnes, le *seeing* peut atteindre jusqu’à 0.3" ! Pour les nuits de qualité normale, il varie typiquement entre 0.5 et 2".

PIONIER : présentation générale

PIONIER (*Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment*) est un instrument installé dans le laboratoire du VLTI et opérationnel depuis Octobre 2010. PIONIER a été développé à l’IPAG (*Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble*) et le PI du projet est Jean-Baptiste Le Bouquin ([Le Bouquin et al., 2011](#)). En Période 96, l’instrument est disponible pour la première fois en mode service grâce à un accord entre l’IPAG et l’ESO, mais avant cela, il s’agissait d’un instrument visiteur - c’est en partie pour cela que j’ai dû me rendre sur place pour réaliser la plupart des observations. PIONIER est le premier instrument de l’observatoire permettant de recombinaison les faisceaux issus de 4 télescopes différents (soit les UTs, soit les ATs), rendant possible l’utilisation simultanée de 6 bases (pour les mesures de visibilité), et de 4 triplets (pour les mesures de clôture de phase). PIONIER fonctionne principalement en bande *H* (entre 1.5 et 2.4 μm). Il permet de disperser la lumière sur plusieurs canaux (voir table 3.1) et d’obtenir ainsi une information spectrale sur la source observée. La résolution est basse, de l’ordre de $R \sim 40-45$. Pour les observations de Céphéides nous n’avons pas traité séparément les données résultant de différents canaux spectraux, ce qui revient à supposer que ces étoiles se comportent comme des corps gris (au moins dans la bande *H*). La table 3.1 résume les différents modes de dispersion de PIONIER dont j’ai fait usage au cours de ma thèse. Le changement entre les périodes 93 et 94 fait suite à une mise à jour de l’instrument et le remplacement du détecteur. Une photo de l’instrument PIONIER est montrée en figure 3.3.

Déroulement des observations de κ Pav

Les données PIONIER utilisées dans cette thèse ont été réalisées dans le cadre des quatre programmes d’observations listés dans la table 3.2. Le journal des observations concernant κ Pav est détaillé dans la table 3.3. Dans cette table, le *seeing* "inconnu" correspond à des nuits pour lesquelles nous n’avons pas pu retrouver de document résumant les observations (i.e. soit des notes personnelles, soit le *Night Log* en général fourni par l’ESO). La quasi-

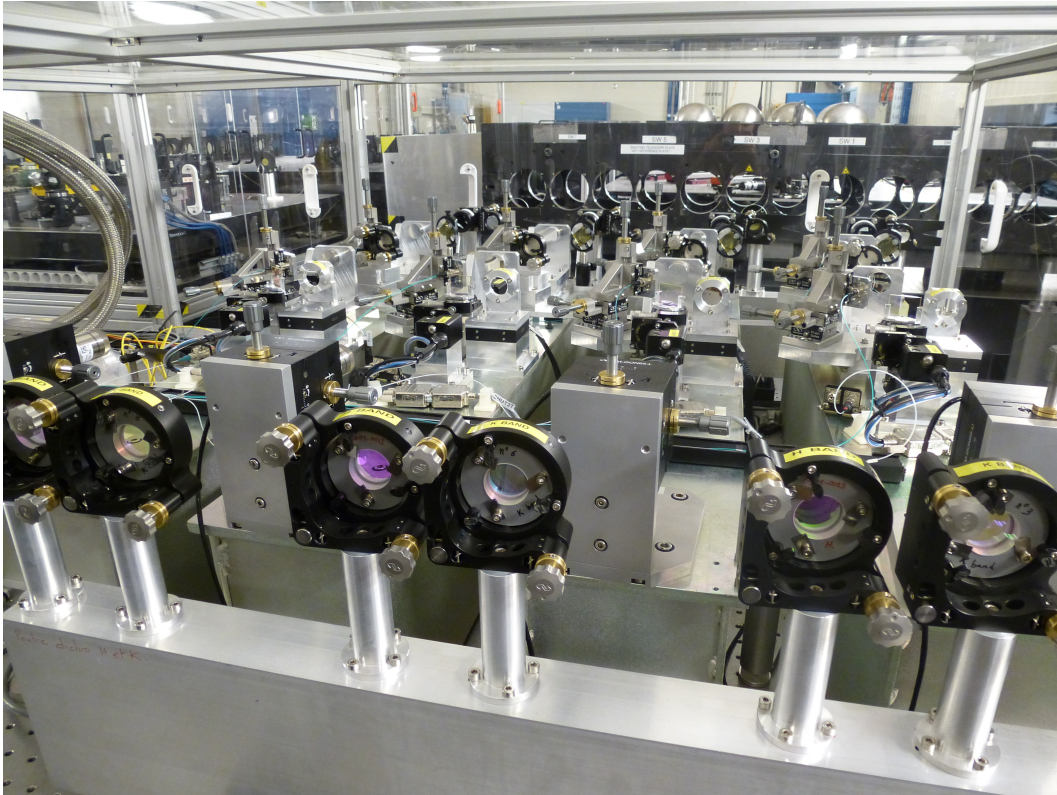


FIGURE 3.3 – L'instrument PIONIER en Juillet 2013, installé dans le laboratoire du VLTI.

totalité des observations a été réalisée en suivant un schéma du type : Cal1-Sci-Cal2-Sci-Cal1-Sci-Cal2. Dans cette chaîne, "Sci" représente la source scientifique, tandis que "Cal1" et "Cal2" représentent des étoiles de rayon connu servant à calibrer les visibilités et les clôtures de phase. Les étoiles de calibration utilisées lors de nos observations de κ Pav et leurs caractéristiques principales sont résumées dans la table 1 de B15. Ces étoiles ont un rôle important dans les observations car elles permettent de suivre les dérives instrumentales et/ou météorologiques au cours de la nuit, modélisées par ce que l'on appelle la *fonction de transfert*. L'avantage d'observer deux fois chaque étoile de calibration est de pouvoir identifier l'origine d'une éventuelle variation entre Cal1 et Cal2, et d'écarter une erreur systématique produite par l'une des deux étoiles (dont on ignorait par exemple la binarité). Les étoiles de calibration doivent être de préférence plus petites que la science (et donc moins brillantes : cependant le mieux est d'essayer de ne pas aller au-delà de ~ 1.5 magnitudes d'écart), ce qui facilite la calibration de $V^2 = 1$ (visibilité d'un objet non résolu). Il est également préférable de choisir des étoiles qui ne sont pas éloignées de plus de ~ 5 degrés de la science, car un changement trop grand dans la direction de pointage des télescopes peut introduire des effets systématiques aussi bien instrumentaux qu'atmosphériques dans les observations. Pour κ Pav, les étoiles de calibration ont été sélectionnées dans le catalogue de [Mérand et al. \(2005a\)](#), mais pour le reste de ma thèse j'ai aussi fait usage de l'outil SearchCal du JMMC ([Lafrasse et al., 2010](#); [Bonneau et al., 2006, 2011](#)).

TABLE 3.2 – Les quatre programmes dans le cadre desquels ont été réalisées les observations PIONIER utilisées dans cette thèse.

ID	PI	Cibles observées
091.D-0020	P. Kervella	κ Pav
093.D-0316	J. Breitsfelder	κ Pav, ℓ Car, RS Pup, U Car, X Sgr, W Sgr
094.D-0773	J. Breitsfelder	κ Pav, β Dor, U Car, RS Pup, ζ Gem, T Mon
094.D-0584	A. Anderson	ℓ Car

TABLE 3.3 – Journal de nos observations PIONIER de l'étoile κ Pav.

Date	MJD	ATs config.	Dispersion	Seeing
2013-08-03	56508.024	A1-G1-K0-J3	SMALL	Inconnu
2013-08-04	56509.009	A1-G1-K0-J3	SMALL	Inconnu
2013-09-02	56538.065	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.6-2.0''
2013-09-03	56539.046	G1-K0-J3	SMALL	0.9-1.9''
2013-09-04	56540.020	G1-K0-J3	SMALL	0.5-2.9''
2014-06-22	56831.126	A1-K0-J3	SMALL	Inconnu
2014-06-24	56833.166	A1-G1-K0-J3	LARGE	0.5-1.7''
2014-07-28	56866.992	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.6''
2014-07-30	56869.122	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.6''
2014-08-01	56871.055	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-3.5
2014-08-04	56874.090	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-2.9''
2014-08-24	56894.017	A1-G1-K0-J3	SMALL	Inconnu

Avant les observations, l'astronome visiteur à Paranal doit préparer les blocs d'observation (OBS) qui vont être exécutés pendant la nuit. Au cours de ma thèse j'ai fait usage pour cela de l'outil *Aspro2* du JMMC. La réalisation d'un OB avec PIONIER varie typiquement de ~ 6 à ~ 12 minutes selon la configuration de l'instrument. Une série telle que celle énoncée plus haut peut donc être réalisée en moins d'une heure, ce qui permet d'observer jusqu'à 5 Céphéides différentes sur une demi-nuit. Selon les imprévus, les observations ne suivent bien sûr pas toujours ce schéma idéal.

La figure 3.4 présente la fonction de transfert obtenue pour la nuit du 28 Juillet 2014 dans le cas des visibilités (la même approche est adoptée pour les clôtures de phase), moyennée en longueur d'onde. Dans ce graphique, chaque panel représente une paire de télescopes ; les points noirs représentent les données des étoiles de calibration ; les points colorés les données des Céphéides. Les traits pleins et en pointillés représentent la fonction de transfert pour chaque séquence d'observation. On préfère en général diviser la fonction de transfert car

l'observation de deux cibles éloignées dans le ciel peut introduire une discontinuité assez importante et qui n'apporterait pas vraiment d'information pertinente. Outre la fonction de transfert, ce graphique permet de voir plusieurs éléments intéressants. Tout d'abord, la visibilité des étoiles de calibration est plus élevée que celle des Céphéides : ceci est lié au fait qu'on les choisit en général plus petites et donc moins résolues. On peut également noter que la différence entre la science et les étoiles de calibration varie beaucoup d'une paire de télescopes à l'autre (c'est par exemple flagrant pour κ Pav entre les bases K0-A1 et K0-J3). Ceci est bien sûr dû à la différence de longueur de base, qui permet de résoudre plus ou moins la source. Grâce à ce graphique, un œil entraîné pourrait également détecter - par exemple - la signature d'une binaire. Il est donc d'une grande utilité au cours de la nuit, pour pouvoir non seulement vérifier la qualité des données, mais également adapter sa stratégie d'observations.

Réduction des données

Les données brutes issues des observations doivent être réduites grâce au logiciel de réduction de données de PIONIER, le `pndrs` (Le Bouquin et al., 2011) (*PIONIER data reduction software*). Une première calibration est faite directement à Paranal, ce qui permet de s'assurer au cours de la nuit du bon déroulement des observations. Il s'agit cependant d'une réduction assez basique, et la refaire soi-même de façon plus minutieuse peut s'avérer indispensable pour certaines données. Grâce à un petit code écrit en langage `Yorick` que l'utilisateur insère dans le dossier contenant les données à réduire, il peut en particulier agir sur les points suivants :

- Couper la nuit en plusieurs parties pour réduire les données séparément (et éventuellement changer la fonction d'interpolation de la fonction de transfert si l'ajustement par défaut n'est pas satisfaisant).
- Supprimer des visibilités ou des clôtures de phase, en précisant la paire ou le triplet de télescopes concerné, le canal spectral et la date. Cela peut par exemple servir à supprimer des mesures affectées par un problème instrumental ou une dégradation subite des conditions atmosphériques. Cela peut également servir à exclure une étoile de calibration dont on réalise *a posteriori* qu'elle est binaire.
- Forcer une certaine calibration spectrale.

Les différentes options possibles sont résumées dans le manuel de PIONIER², mais celles citées plus haut sont en pratiques les plus utiles. En général je suis restée plutôt conservatrice dans la réduction. Il faut garder à l'esprit que lorsque l'on enlève des points de mesure, on perd aussi en précision statistique lors de l'ajustement, il y a donc un juste milieu à trouver. Garder un maximum de données - même mauvaises - permet également de ne pas trop faire

2. <https://forge.osug.fr/svn/ipag-sw/PIONIER/trunk/doc/PNR-MAN-OperationManual.pdf>

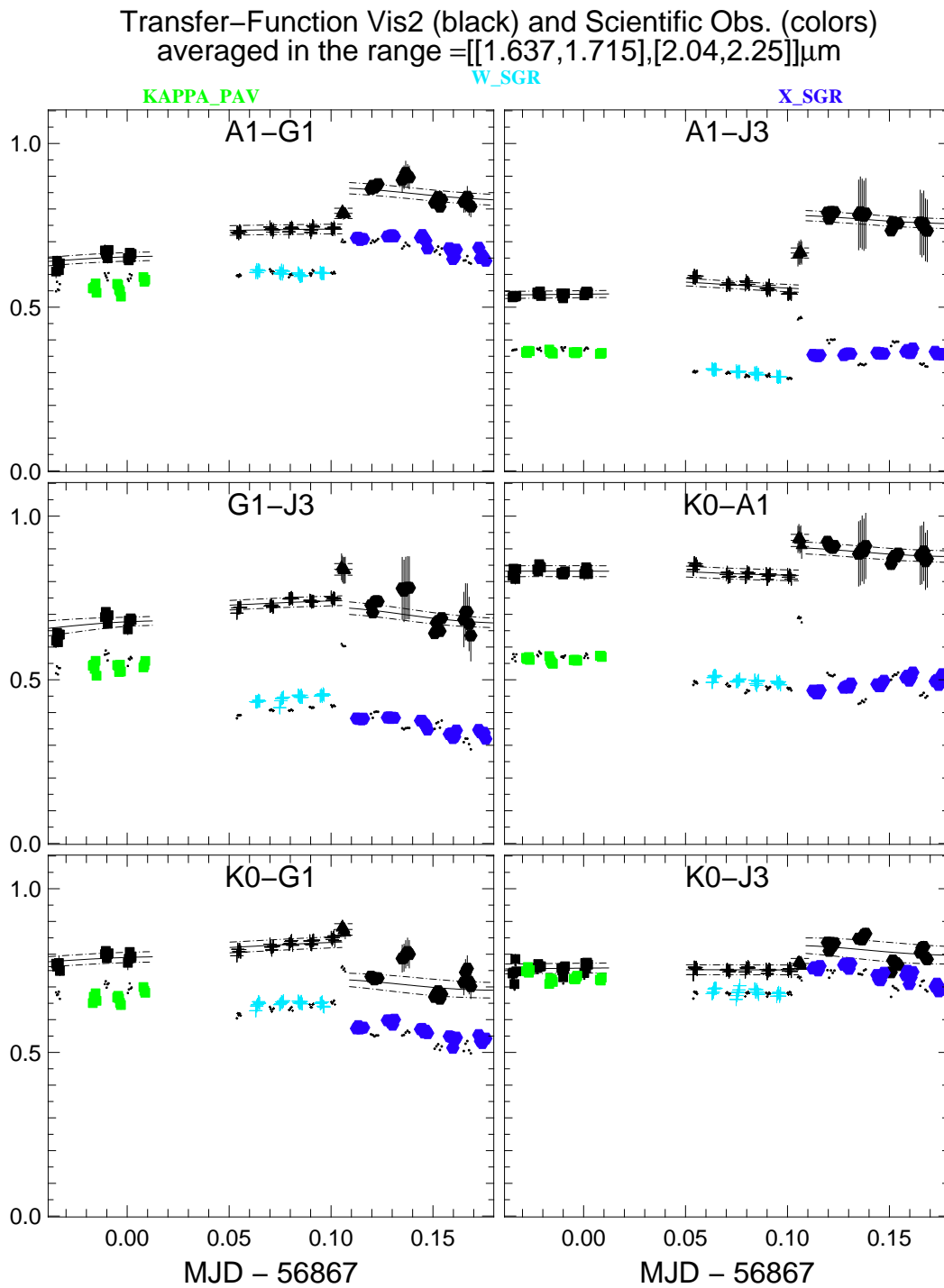


FIGURE 3.4 – Fonction de transfert (pour les visibilitées) obtenue pour chacune des 6 bases pendant la nuit du 28 Juillet 2014 (traits pleins et en pointillés). On peut voir l’alternance entre l’observation de Céphéides (en couleur) et d’étoiles de calibration (en noir).

TABLE 3.4 – Diamètres de κ Pav mesurés avec PIONIER (Cette table est en fait une version plus complète mais similaire à la table 2 qui apparaît dans B15). On y précise la date des observations, la phase de pulsation correspondante, l’intervalle des bases utilisées, les diamètres UD (et LD) et leurs erreurs, ainsi que le χ^2 résultant de l’ajustement de diamètre UD avec LITPro.

MJD	Phase	Bases (m)	$\theta_{UD} \pm \sigma_{stat.} \pm \sigma_{syst.}$ (mas)	χ^2	θ_{LD} (mas)
56508.024	0.409	56.76 - 139.97	$1.256 \pm 0.004 \pm 0.014$	0.96	1.283
56509.009	0.517	56.76 - 139.97	$1.243 \pm 0.002 \pm 0.015$	3.30	1.270
56538.065	0.716	56.76 - 139.97	$1.101 \pm 0.012 \pm 0.016$	1.30	1.125
56539.046	0.824	56.76 - 132.43	$0.976 \pm 0.016 \pm 0.016$	1.35	0.997
56540.020	0.932	56.76 - 132.43	$1.159 \pm 0.012 \pm 0.015$	0.59	1.184
56831.126	0.982	56.76 - 132.43	$1.101 \pm 0.004 \pm 0.014$	2.21	1.125
56833.166	0.207	56.76 - 139.97	$1.262 \pm 0.002 \pm 0.014$	1.73	1.289
56866.992	0.931	56.76 - 139.97	$1.057 \pm 0.002 \pm 0.014$	1.01	1.080
56869.122	0.165	56.76 - 139.97	$1.222 \pm 0.007 \pm 0.014$	1.48	1.248
56871.055	0.378	56.76 - 139.97	$1.273 \pm 0.004 \pm 0.014$	0.94	1.301
56874.090	0.713	56.76 - 139.97	$1.111 \pm 0.004 \pm 0.014$	1.10	1.135
56894.017	0.906	56.76 - 139.97	$1.026 \pm 0.001 \pm 0.014$	0.69	1.048

entrer notre appréciation personnelle dans la réduction, un travers dans lequel on tombe facilement dans ce type d’exercice, mais qui peut bien sûr manquer d’objectivité.

Il est à noter que depuis Juin 2015, les données interférométriques réduites sont également rendues plus accessibles grâce à une nouvelle base de données créée par le JMMC : oiDB³. En particulier, on peut y trouver toutes les données PIONIER après une réduction basique. Les données brutes sont quant à elles accessibles *via* l’archive de l’ESO⁴.

Des données réduites aux mesures de diamètres

Un exemple de données réduites est donné en figure 3.5 pour la nuit du 28 Juillet 2014. On y voit la courbe de visibilité, la courbe de clôtures de phase (qui reste proche de zéro car l’objet est à symétrie centrale) ainsi que la couverture du plan (u,v) des fréquences spatiales B/λ occupées. Pour toutes les nuits, les données ont été ajustées avec un modèle de disque uniforme grâce au logiciel de traitement de données interférométriques LITPro⁵ (Tallon-Bosc et al., 2008). La figure 3.6 (il s’agit d’une version plus complète de la figure 2 de B15) montre l’ensemble des données de V^2 ainsi que leurs ajustements respectifs, ce qui met en évidence

3. <http://oidb.jmmc.fr/index.html>

4. http://archive.eso.org/eso/eso_archive_main.html

5. <http://www.jmmc.fr/litpro>

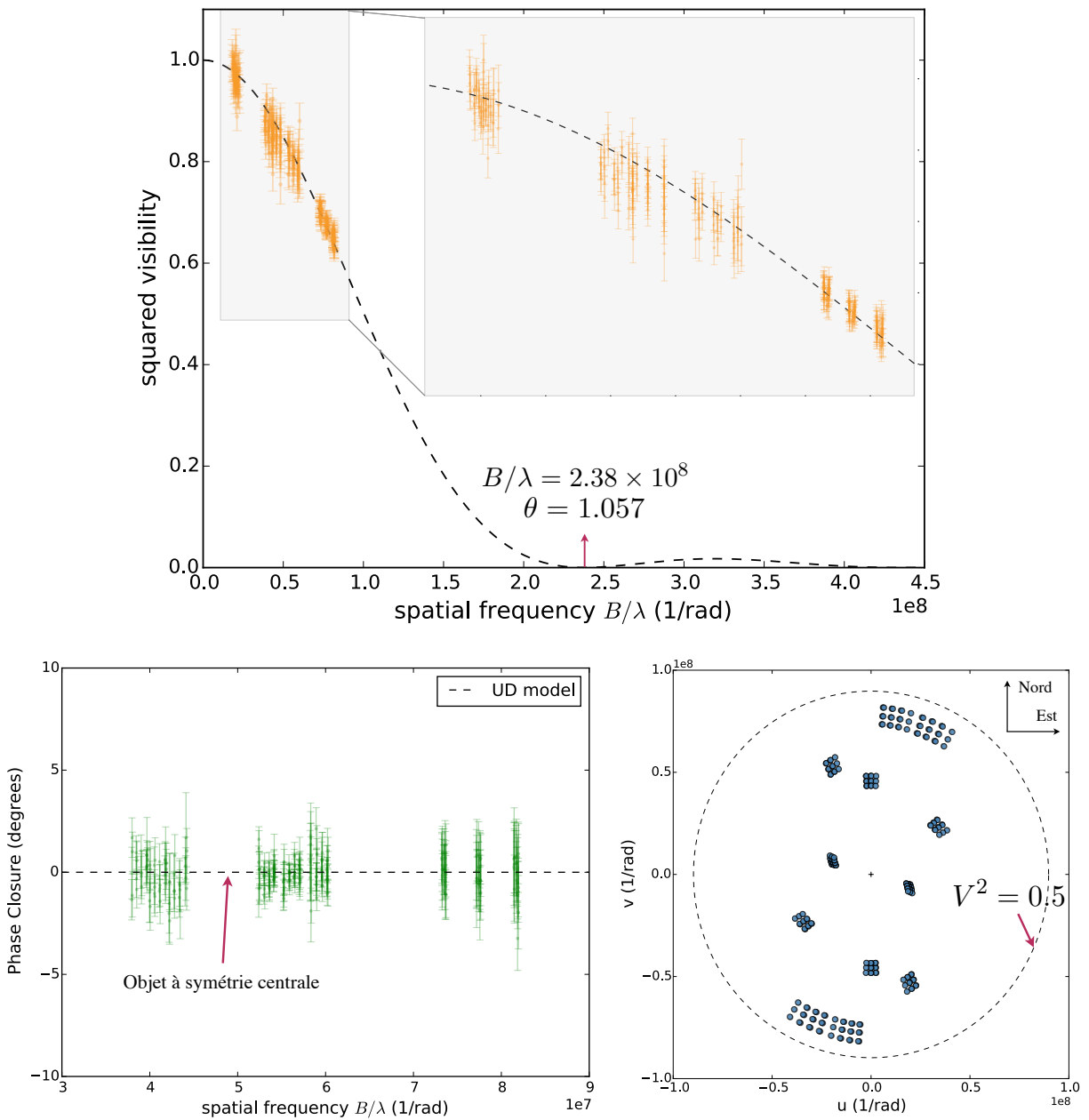


FIGURE 3.5 – *En-haut* : Courbe de V^2 obtenue pour κ Pav le 28 Juillet 2014. Comme on peut le voir, les données sont assez loin du premier zéro de la fonction de visibilité. Plus on s'en éloigne, moins la mesure de diamètre est contrainte et précise. *En-bas à droite* : courbe de clôture de phase obtenue pour κ Pav le 28 Juillet 2014. On peut voir que les données sont proches de zéro, ce qui est cohérent avec le modèle de disque uniforme. *En-bas à gauche* : échantillonnage du plan (u, v) des fréquences spatiales B/λ . Le cercle en trait pointillé représente la fréquence pour laquelle la visibilité carrée serait égale à 0.5.

la variation de diamètre d'une nuit à l'autre (l'amplitude de variation du diamètre de κ Pav est d'environ 13%, soit seulement de l'ordre du dixième de mas!). Les diamètres angulaires résultants sont listés dans la table 3.4 (une version plus complète de la table 2 de B15), qui renseigne le MJD des observations, la phase de pulsation correspondante (voir section 3.3.1), l'intervalle de bases utilisées, le diamètre angulaire (UD et LD), l'erreur statistique déduite de l'ajustement avec LITPro, le χ^2 correspondant (proche de 1, ce qui montre la bonne estimation des barres d'erreur sur les mesures individuelles de PIONIER), ainsi que l'erreur systématique. Dans une approche simple (et plutôt conservatrice), celle-ci est calculée comme la moyenne des erreurs sur les diamètres des étoiles de calibration utilisées. Le diamètre LD a été estimé grâce au coefficient d'ACB calculé par SPIPS.

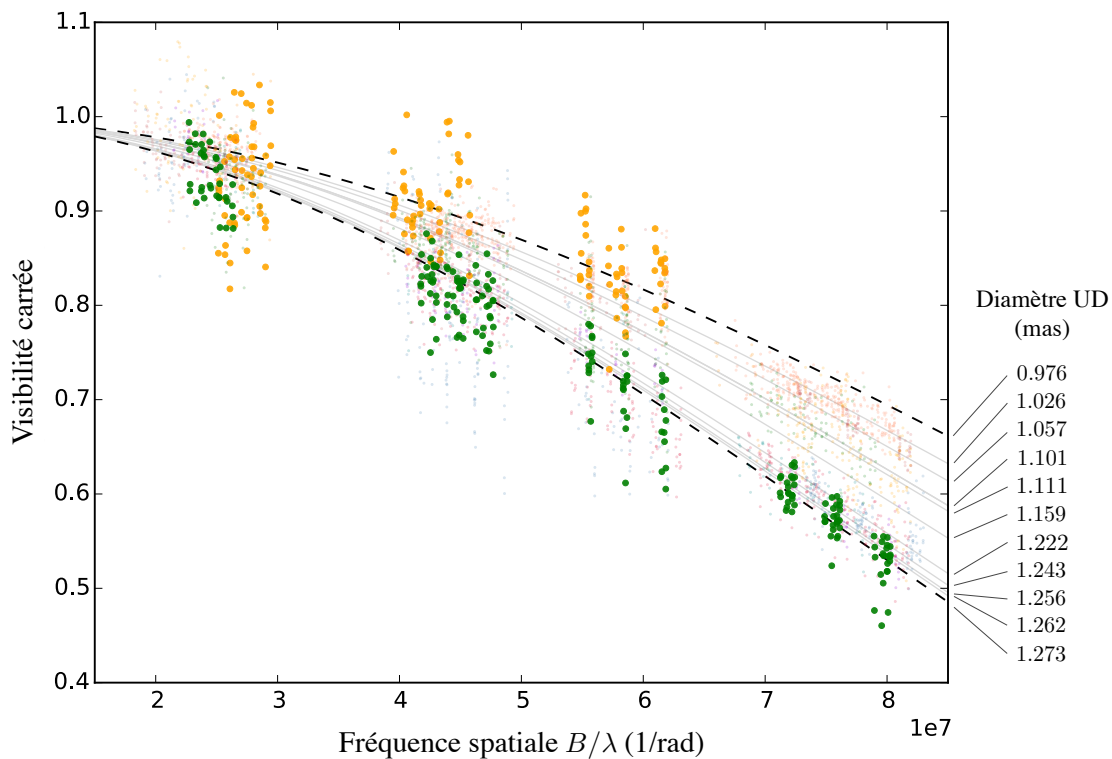


FIGURE 3.6 – Visibilités carrées mesurées avec PIONIER. Les diamètres maximum (en vert) et minimum (en orange) sont mis en évidence. Toutes les données sont ajustées par un modèle de disque uniforme (en traits pointillés pour les extrema et en gris pour les diamètres intermédiaires). Les barres d'erreur ne sont pas représentées par soucis de clareté, elles sont du même ordre de grandeur que la dispersion des données.

3.2.2 Données de vitesse radiale

Données de la littérature

L'étoile κ Pav ne dispose pas d'un grand nombre de vitesses radiales de bonne qualité déjà publiées. J'ai principalement recensé celles de (Jacobsen, 1929), dont les observations ont été réalisées entre 1904 et 1918 au Chili (et sont relativement précises pour l'époque à laquelle elles ont été faites), (Rodgers and Bell, 1963) (observations en 1961 à l'observatoire du Mont Stromlo en Australie), et (Wallerstein et al., 1992) (observations réalisées - entre autres - aux observatoires du Cerro Tololo et de l'université Mont John, en 1988), que l'on désignera par l'abréviation W92 dans la suite de ce manuscrit. Une prise en main rapide des données m'a permis de voir que les deux premiers de ces jeux de données avaient une dispersion relativement grande en comparaison au troisième (voir figure 3.7). Je les ai donc exclus dans le reste de mon étude et n'ai gardé que W92. Ces données n'ont pas été réduites grâce à la méthode de la CC mais grâce à une analyse de raies spectrales particulières, dont la vitesse est mesurée grâce à la technique de la ligne bissectrice. Cette méthode présente en effet l'avantage de permettre une étude approfondie des raies spectrales et de leur déformation au cours de la pulsation (en effet, plus la ligne est asymétrique, plus la différence sera grande entre la vitesse mesurée à une profondeur de 90% et à une profondeur de 50% dans la raie, 0% représentant le *continuum*), procurant donc une meilleure vision interne de la dynamique atmosphérique. Les auteurs mesurent la vitesse dans la raie $H\alpha$ ainsi que dans des raies métalliques (ils font la moyenne de 5 raies entre 6546 et 6593 Å). Les vitesses mesurées représentent donc le déplacement de couches particulières de l'atmosphère ce qui n'est pas l'idéal pour la méthode SPIPS.

Présentation des données HARPS/CORALIE

Dans B15, nous publions des données de vitesses radiales obtenues entre Novembre 2013 et Juin 2014 avec HARPS, un spectrographe à échelle installé au télescope de 3.6 m de l'observatoire de La Silla, ainsi qu'avec CORALIE, installé au télescope Suisse "Euler" de 1.2 m, également à La Silla. Ces données sont d'une grande précision statistique. De fait, HARPS se trouve être le spectrographe le plus performant pour les mesures de vitesses radiales en terme de précision (jusqu'à 1 m/s!). CORALIE est également un spectrographe à échelle, il atteint lui une précision également très bonne, de l'ordre de 3 m/s. Dans les deux cas, la calibration spectrale est réalisée par l'observation simultanée d'une lampe Thorium-Argon produisant un spectre de référence. Les vitesses radiales ont été calculées à partir des spectres en utilisant la technique de la CC avec un masque binaire d'étoile de type spectral G2 suivie d'un ajustement gaussien standard. L'asymétrie des raies introduit une erreur systématique sur les mesures de vitesse (la gaussienne étant une fonction symétrique) qui dépend de la phase de pulsation. Cette incertitude a notamment un effet sur l'amplitude de la courbe de vitesse radiale et donc sur l'amplitude de la variation de diamètre. Nous avons essayé d'ajuster les profils de corrélation croisée (CCF) avec des bi-gaussiennes pour voir si cela arrangeait ce problème. C'est évidemment le cas puisque l'on augmente le nombre de degrés de liberté, mais ce n'est cependant pas pour autant une meilleure méthode. En effet, il faut garder à

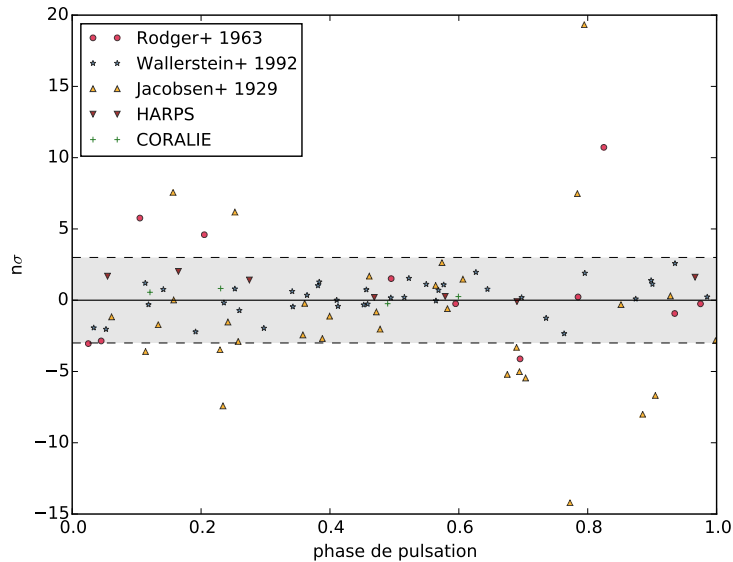


FIGURE 3.7 – Dispersion des différents jeux de vitesse radiale relevés dans la littérature. On voit que les données de [Jacobsen \(1929\)](#) et [Rodgers and Bell \(1963\)](#) présentent une dispersion assez importante, c’est pourquoi nous avons préféré ne pas les inclure dans l’ajustement global de SPIPS.

l’esprit que la CCF n’est pas une raie, et elle ne doit donc pas être analysée comme telle. Contrairement à ce que l’on pourrait croire, ce sont les ailes de la CCF et non son fond qui contiennent le plus d’information. De plus, la forme de la CCF dépend fortement du masque utilisé, il n’est donc pas essentiel d’essayer de l’ajuster de façon parfaite. Il est plus important d’utiliser une méthode précise (au sens statistique), et de ce point de vue la gaussienne reste la meilleure. De plus, cela permet de rester cohérent avec d’autres résultats trouvés dans la littérature ; il s’agit en effet de la méthode la plus couramment utilisée. Les vitesses radiales calculées sont données dans la table 4 de B15.

Les deux jeux de données présentent un décalage d’environ 1.5 km/s l’un par rapport à l’autre. La différence de point-zéro entre les deux instruments est *a priori* plus faible : [Soubiran et al. \(2013\)](#) publie la valeur de 31 ± 1.5 m/s. De plus, il est peu probable qu’un effet systématique soit introduit lors de la réduction des données en raison de la similarité des processus de réduction utilisés pour HARPS et pour CORALIE (les mêmes masques ont également été utilisés pour calculer la CCF). En fait, cette différence de vitesse peut également être interprétée comme un décalage en phase. L’étoile étant connue pour avoir des variations de période très imprévisibles, c’est finalement l’explication qui semble la plus convaincante. Pour prendre en compte cette incertitude, nous avons ajouté à toutes les mesures HARPS et CORALIE une erreur systématique arbitraire de 500 m/s. Le phasage final adopté pour ces données est expliqué dans la Section 3.3.1.

3.2.3 Données photométriques

Pour plus de clarté nous allons présenter séparément la photométrie visible, plus sensible aux effets de température et à l'éventuelle présence d'un compagnon, et les données infrarouges, qui sont elles plus sensibles à la présence d'une enveloppe circumstellaire.

Photométrie visible

Nous avons utilisé pour κ Pav les courbes de lumière des satellites *Hipparcos* (filtre calibré par [Bessell \(2000\)](#) : $\lambda_0 = 5565.69 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 2388.54 \text{ \AA}$) et *Tycho* (filtres standards en bandes *B* avec $\lambda_0 = 4204.40 \text{ \AA}$, $W_{\text{eff}} = 708.43 \text{ \AA}$ et en bande *V* avec $\lambda_0 = 5321.86 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 1005.67 \text{ \AA}$), provenant du catalogue [ESA \(1997\)](#) (voir également [van Leeuwen et al. \(1997\)](#)). Les données *Tycho* sont données avec une erreur allant typiquement de 0.02 à 0.03 magnitudes, ce qui correspond à l'erreur systématique communément attribuée à des données photométriques. Les données *Hipparcos* sont données avec une erreur statistique très faible en raison de la précision de l'instrument, mais ne prennent pas en compte d'éventuelles erreurs systématiques (en particulier liées à la calibration des filtres). Il est important de prendre ce point en compte dans SPIPS pour les deux raisons suivantes : (1) On utilise conjointement des données réalisées dans différents filtres et systèmes photométriques. (2) Si l'un des jeux de données est beaucoup plus précis que les autres, il aura un poids statistique plus important dans l'ajustement global car sa contribution dans le changement du χ^2 sera plus grande. J'ai donc multiplié les barres d'erreur originales par 3. Ce chiffre a été choisi de façon semi-arbitraire, de façon à ce que le χ^2 de l'ajustement de ces données en particulier soit raisonnablement proche de 1.

Nous avons également utilisé les données en bande *B* et *V* de [Walraven et al. \(1964\)](#), dont la barre d'erreur est donnée inférieure à 0.01 magnitude dans le papier. Dans l'ajustement je l'ai fixée à 0.03 afin de prendre en compte une éventuelle erreur systématique liée à la calibration du filtre. Il s'agit en effet de l'erreur typique rencontrée lors de l'usage simultané de plusieurs jeux de données issus de différents systèmes photométriques. Le lecteur pourra par exemple se référer à [Barnes et al. \(1997\)](#). Nous avons calculé les magnitudes (resp. couleurs) à partir des valeurs données dans le papier en appliquant l'opération : $\text{mag}_{\text{SPIPS}} = -2.5 \times \text{mag}_{\text{papier}}$. Les données ont été ajustées grâce aux filtres du système "Walraven" proposés par le GCPD (*General Catalogue of Photometric Data*) et par l'ADPS (*Asiago Database on Photometric Systems*⁶), dont les principales caractéristiques sont $\lambda_0 = 4325.03 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 450.01 \text{ \AA}$ en bande *B* et $\lambda_0 = 5475.65 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 719.14 \text{ \AA}$ en bande *V*.

Enfin, j'ai utilisé la photométrie en bandes *B*, *V*, *R* et *I* de [Berdnikov \(2008\)](#) (que nous appellerons B08 dans la suite de ce chapitre). Pour toutes les magnitudes et couleurs, les auteurs donnent une erreur typique de 0.01 magnitude. Pour prendre en compte d'éventuels biais photométriques dans SPIPS, j'ai fixé l'erreur à 0.03 magnitude. Les bandes *B* et *V* ont

6. Il s'agit d'un projet visant à recenser les systèmes photométriques existants : <http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/enter.html>

été ajustées avec les filtres génériques du système Johnson (pour la bande V : $\lambda_0 = 5537.2 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 889.7 \text{ \AA}$, et pour la bande B : $\lambda_0 = 4430.4 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 927.7 \text{ \AA}$). Les observations en bandes R et I ont été réalisées dans le système Cousins. Cependant, nous avons remarqué qu'elles s'ajustaient mieux en utilisant des filtres génériques du système Bessel (la figure 3.8 montre la différence entre les filtres Cousins et Bessel dans les bandes R et I). L'ajustement reste cependant imparfait et l'on constate toujours un décalage entre le modèle et les données. Dans ces bandes, les biais photométriques sont plus fréquents car on est à la limite du domaine de linéarité des capteurs. De fait, nous verrons dans le chapitre suivant que nous avons par la suite arrêté de les utiliser. Pour κ Pav nous les avons gardées, mais nous avons ajouté dans SPIPS des paramètres permettant d'ajuster le point-zéro des modèles pour le mettre au niveau des données. On trouve les décalages suivants :

- $R_{\text{données}} = R_{\text{modèle}} + 0.039 \text{ mag}$
- $I_{\text{données}} = I_{\text{modèle}} + 0.009 \text{ mag}$

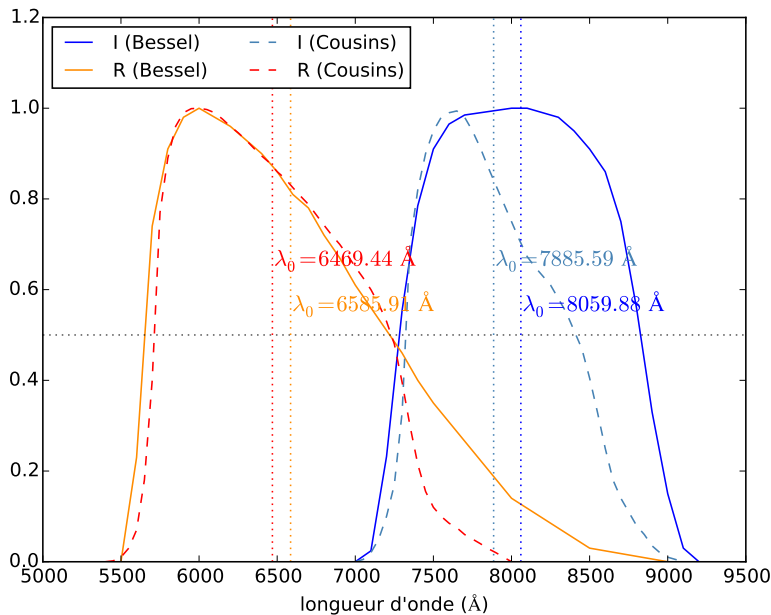


FIGURE 3.8 – Différence entre les filtres R et I génériques des systèmes Cousins et Bessel. La largeur de la bande passante est légèrement plus grande dans le cas des filtres Bessel, ce qui se traduit dans le code SPIPS par une estimation légèrement supérieure de la magnitude.

Photométrie infrarouge

À la photométrie visible nous avons ajouté la photométrie infrarouge (bandes J , H et K) de [Feast et al. \(2008\)](#) (que nous appellerons F08 dans la suite de ce chapitre). Ces données

ont été réalisées dans le système SAAO de l'Observatoire Astronomique d'Afrique du Sud. Comme expliqué dans le Chapitre 2, je les ai converties au système CTIO en utilisant les formules de conversion de [Carter \(1990\)](#). L'auteur donne une erreur statistique typique de 0.005-0.008 pour les étoiles brillantes de son échantillon (dont κ Pav fait partie). Cependant j'ai fixé l'erreur à 0.02 pour prendre en compte une éventuelle erreur systématique liée à la calibration des filtres. Les filtres CTIO utilisés sont ceux de l'instrument DANDICAM installé au télescope de 1 m de l'Observatoire Astronomique d'Afrique du Sud. C'est en fait son frère jumeau ANDICAM installé à l'Observatoire du Cerro Tololo au Chili qui a donné son nom aux filtres, qui sont désignés sur la page de l'Observatoire Virtuel Espagnol sous les noms "CTIO/ANDICAM.J" (resp. H, K). Ils ont les caractéristiques suivantes : pour la bande J , $\lambda_0 = 12466.55 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 1517.49 \text{ \AA}$; pour la bande H , $\lambda_0 = 16311.70 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 2871.14 \text{ \AA}$; et pour la bande K , $\lambda_0 = 21426.39 \text{ \AA}$ et $W_{\text{eff}} = 2810.03 \text{ \AA}$.

3.3 Application de SPIPS

3.3.1 Phasage général des données

Le phasage des données est un élément crucial pour l'utilisation de SPIPS. En effet, un mauvais phasage peut introduire de la dispersion dans les données et mener à une sous-estimation de l'amplitude de variation de la vitesse radiale et du diamètre angulaire. Ces données étant fondamentales dans l'étude de p -facteur, un phasage précis a dû être réalisé. κ Pav est connue pour ses variations erratiques de vitesse de pulsation (e.g. Feast et al., 2008; Wallerstein et al., 1992) - une caractéristique partagée avec un grand nombre de Céphéides de Type II. Sa période de pulsation peut varier de plusieurs heures sur seulement quelques décennies! Berdnikov and Stevens (2009) a étudié cette variation sur un large jeu de données photométriques auquel il a appliqué la méthode de *Eddington-Plakidis* (Eddington and Plakidis, 1929). Cette étude a révélé d'un point de vue statistique le caractère très aléatoire des variations. En raison de cette difficulté, un phasage global des données avec SPIPS grâce à l'ajustement d'une simple période et d'une éventuelle variation dP/dt ne peut pas s'appliquer pour cette étoile et nous avons dû phaser les différents jeux de données séparément. Pour nous aider dans cette tâche, Laszlo Szabados a calculé le diagramme O-C de l'étoile, montré à la figure 3.9 (se référer à B15 pour plus de détails sur la réalisation du graphique). Une minimisation de χ^2 pour $JD > 2440000$ donne $T_0 = 2450373.2847$ et $P = 9.0873$ jours. En considérant seulement les données pour $JD > 2450000$, on obtient $T_0 = 2450374.2938$ et $P = 9.0827$ jours. Ces dernières éphémérides sont celles que j'ai utilisé pour mettre en phase les données les plus récentes parmi celles dont je disposais : les vitesses radiales de HARPS et CORALIE ainsi que les diamètres PIONIER.

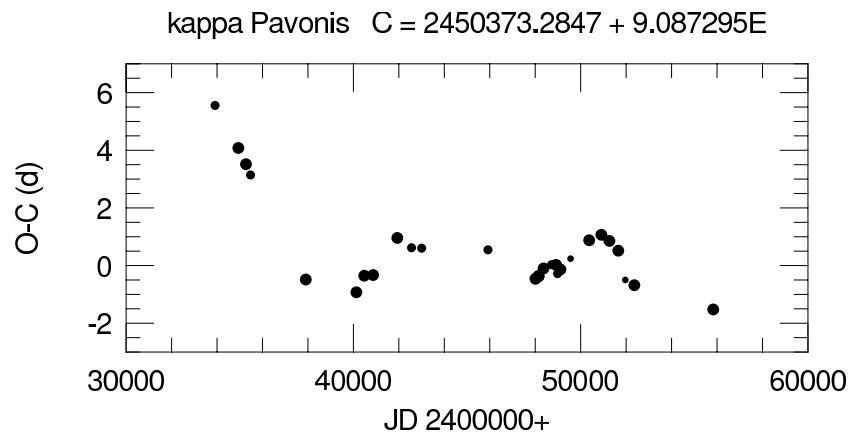


FIGURE 3.9 – Diagramme O-C de κ Pav, en jours. Un ajustement pondéré des résidus mène à $T_0 = 2450373.2847$ et $P = 9.0873$. En ne considérant que les données pour lesquelles $JD > 2450000$, on obtient $T_0 = 2450374.2938$ et $P = 9.0827$. La taille de chaque point correspond au poids donné au résidu correspondant.

Vitesses radiales

Les données de W92 m'ont posé quelques problèmes lors du phasage, car les éphémérides données dans le papier ($T_0 = 45858.963$ et $P = 9.0833$) ne permettent pas de mettre en phase les données à partir des MJDs des observations (voir figure 3.10, panel (c)) - les auteurs ont sans doute utilisé une méthode plus complexe qu'ils n'expliquent pas en détail dans l'article. Ils mentionnent tout de même les variations extrêmes de la période de pulsation et soulignent qu'entre 1975 et 1988 elle serait passée de 9.0653 à 9.1121 jours (soit une variation moyenne de 311 secondes par an). Ne comprenant pas bien l'astuce qui avait été utilisée dans leur papier j'ai pris contact avec l'auteur, qui m'a expliqué que le phasage avait été réalisé par un stagiaire, et qu'il ne restait plus de trace détaillant la méthode précise utilisée. J'ai donc essayé de recalculer moi-même les éphémérides avec l'aide de SPIPS et les MJDs des observations. Celles-ci sont en fait réparties sur trois époques espacées entre elles de plusieurs années : (1) $45859 < \text{MJD} < 46163$ (données CTIO); (2) $47221 < \text{MJD} < 47346$ (principalement données MJUO); (3) $48100 < \text{MJD} < 48283$ (principalement données MJUO). Je dérive pour chaque époque les éphémérides et la vitesse moyenne suivantes :

- (1) $T_0 = 46038.586 \pm 0.074$, $P = 9.092 \pm 0.009$, $V_{\text{mean}} = -37.71$ km/s
- (2) $T_0 = 47267.559 \pm 0.078$, $P = 9.069 \pm 0.026$, $V_{\text{mean}} = -38.01$ km/s
- (3) $T_0 = 48180.513 \pm 0.025$, $P = 9.112 \pm 0.003$, $V_{\text{mean}} = -34.76$ km/s

Ces résultats ne semblent pas indiquer de variation très claire de la période de pulsation, qui varie probablement par "sauts" (en anglais on parle communément de *period-jitter* pour désigner les variations de période à court terme). On remarque par contre un léger glissement de la vitesse moyenne entre les deux premières époques et la troisième. Cela pourrait éventuellement être la signature d'un compagnon non détecté. Cela pourrait également être dû aux différents points-zéro des instruments utilisés, mais on notera qu'*a priori* les mêmes instruments ont été utilisés entre les époques (2) et (3). Cependant, les observations étant séparées de plusieurs années il ne serait pas surprenant de constater une dérive instrumentale. Enfin, il faut tout de même garder en tête que la différence apparente de vitesse moyenne pourrait également être liée à un mauvais phasage des données. Je n'ai cependant pas trouvé de période réaliste (dans l'intervalle allant de 9.05 à 9.13 jours) permettant de le corriger, ce qui me donne l'impression que le décalage en vitesse est bien réel (voir figure 3.10, panels (a) et (b)). J'obtiens un résultat qui est assez proche (en terme de dispersion) de celui obtenu en utilisant directement les phases publiées par W92 (voir figure 3.10, panel (d)). Leur résultat étant malgré tout légèrement moins dispersé et obtenu apparemment sans avoir à corriger la vitesse moyenne, j'ai décidé d'utiliser les phases données dans leur papier. Pour obtenir une phase de référence cohérente avec le reste de mes données, j'ai dû appliquer la correction $\phi_{\text{nouveau}} = \phi_{\text{W92}} + 0.171$.

Comme cela a déjà été précisé plus haut, le phasage des données HARPS et CORALIE a été réalisé grâce aux éphémérides résultant du diagramme O-C de κ Pav. Ceci dit, pour que

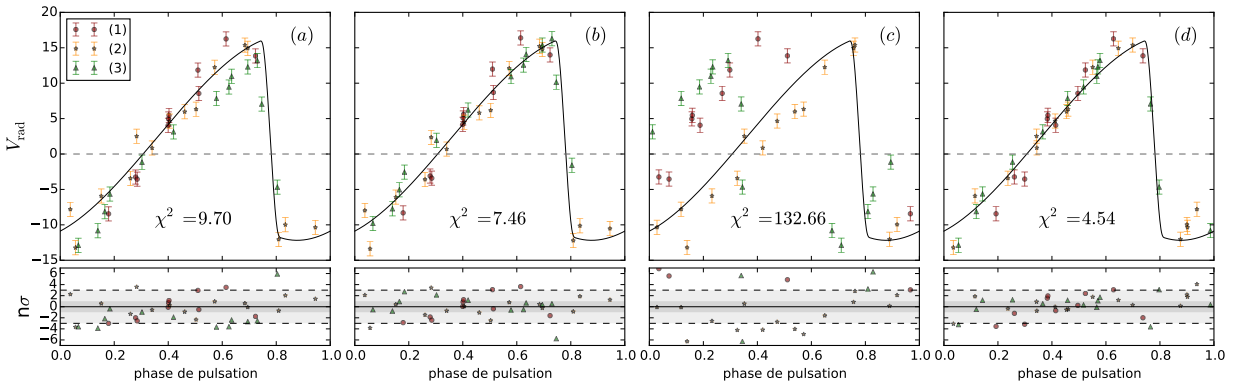


FIGURE 3.10 –

- (a) Phasage obtenu avec les éphémérides recalculées séparément pour chaque époque
 (b) Même chose qu'en (a) mais en corrigeant chaque époque de sa vitesse propre
 (c) Phasage obtenu en utilisant telles quelles les éphémérides données dans W92
 (d) Phasage obtenu en utilisant directement les phases données dans W92; il s'agit de la solution la moins dispersée, et que nous avons donc retenue pour notre étude.

la phase zéro soit cohérente avec le reste des données, nous avons dû décaler globalement la courbe en appliquant la transformation $\phi_{\text{nouveau}} = \phi_{\text{O-C}} + 0.034$. Nous avons fait cela en nous basant sur les données photométriques une fois que celles-ci avaient été mises en phase : le bon décalage de la courbe de vitesse étant celui qui nous permettait d'atteindre le plus bas χ^2 dans l'ajustement global de SPIPS.

Photométrie

Comme le montre la figure 3.11, les données photométriques sont réparties dans le temps de telle sorte que deux références différentes ne se recouvrent jamais. Il a donc semblé normal d'envisager de mettre en phase chaque jeu de données séparément. Pour chaque jeu de données, la date de référence correspond au maximum de luminosité le plus proche du milieu de l'intervalle de temps couvert par les données. Dans le cas de l'ajustement d'une période constante ce dernier point n'est pas vraiment crucial. Cependant il le devient lorsque ajoute un terme de glissement de période dP/dt . En effet, choisir T_0 au centre de l'intervalle de temps considéré permet d'augmenter le bras de levier lors de l'ajustement de dP/dt .

- [ESA \(1997\)](#) Les données *Hipparcos* et *Tycho* n'ont pas posé trop de problèmes pour la mise en phase car elles sont suffisamment nombreuses pour permettre le calcul d'éphémérides. Les données sont réparties sur 3 ans, pendant lesquels la période de pulsation de κ Pav a varié. En effet, une période constante n'a pas suffi à mettre les données en phase. L'ajustement d'une variation dP/dt a cependant permis de s'en sortir, ce qui montre que la période n'a pas varié de façon trop irrégulière (cependant la variation n'est pas négligeable!). Je trouve les résultats suivants :

$$T_0 = 47482.679 \text{ jours}, P = 9.0888 \text{ jours et } dP/dt = 65.895 \text{ secondes par an.}$$

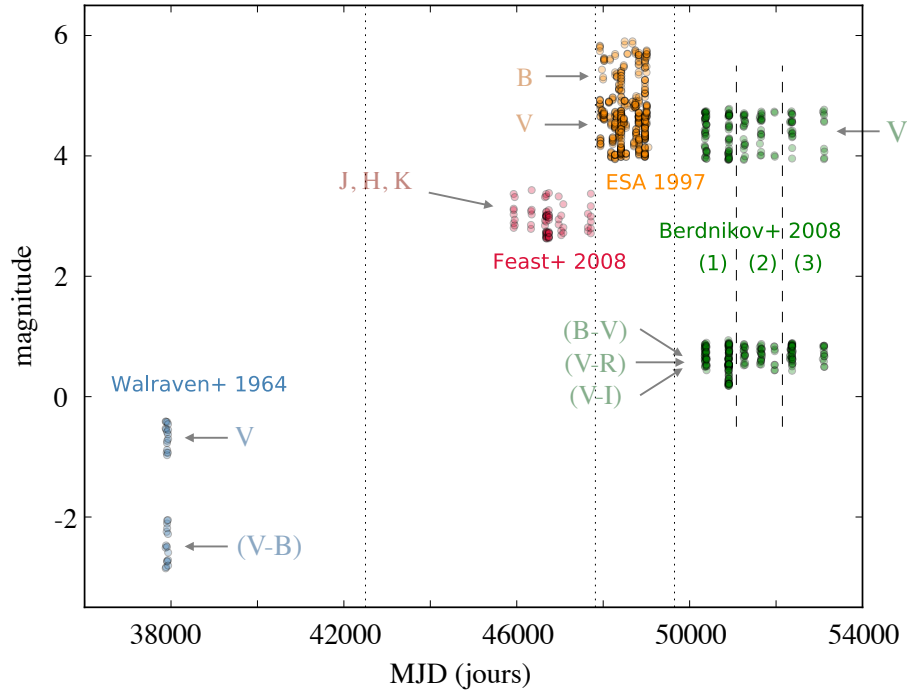


FIGURE 3.11 – Répartition temporelle des données photométriques utilisées dans l'étude de κ Pav. Pour chaque auteur sont représentées les magnitudes et couleurs dans toutes les bandes.

- [Berdnikov \(2008\)](#)

Ces données s'étalent sur une période d'environ 7 ans et demi, durant laquelle l'étoile a sans doute vécu des changements de période plutôt brutaux et irréguliers. En effet, l'ajustement d'une période constante ou d'une variation linéaire ne permettent pas de mettre en phase les données, comme montré à la figure 3.12 (panel de gauche). J'ai donc divisé ce jeu de données en trois époques différentes d'environ 2 ans, séparées entre elles d'environ 1 an (notées (1), (2) et (3) sur la figure 3.11), afin de calculer des éphémérides séparément. Le résultat est montré dans le panel de droite de la figure 3.12, et je trouve les éphémérides suivantes :

Pour le groupe 1 ($50347 < MJD < 50917$) : $T_0 = 50646.541$ jours, $P = 9.0897$ jours.

Pour le groupe 2 ($51248 < MJD < 51972$) : $T_0 = 51609.367$ jours, $P = 9.0776$ jours.

Pour le groupe 3 ($52323 < MJD < 53118$) : $T_0 = 52353.321$ jours, $P = 9.0834$ jours.

- [Feast et al. \(2008\)](#)

Pour ces données, l'ajustement d'une période constante suffit pour la mise en phase. Grâce au code SPIPS je calcule les éphémérides suivantes :

$T_0 = 46819.667$ jours et $P = 9.0828$ jours.

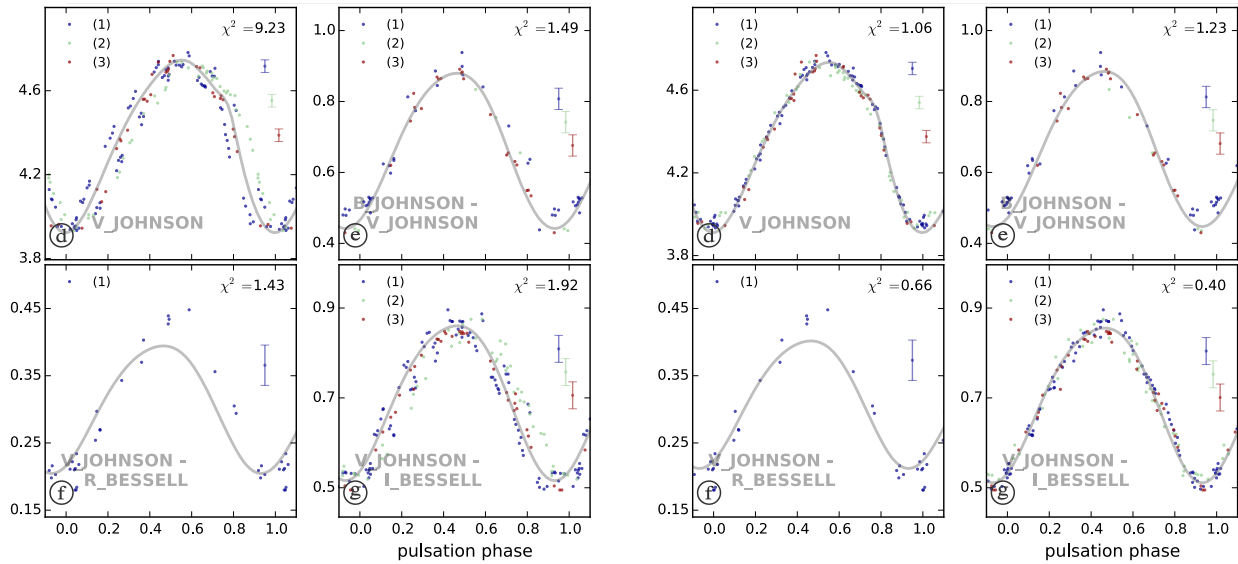


FIGURE 3.12 – À gauche : Ajustement de la période P et d'une variation dP/dt sur tout le jeu de données de B08. Comme on peut le voir cette solution n'est pas satisfaisante. On devine d'ailleurs que le changement de période a plutôt eu lieu par "sauts", en particulier pour le groupe 2 (en vert). À droite : Ajustement d'une période constante différente pour chaque sous-groupe de données (groupe (1) : $50347 < MJD < 50917$; groupe (2) : $51248 < MJD < 51972$; groupe (3) : $52323 < MJD < 53118$). On peut noter la diminution importante des χ^2 individuels entre la première et la seconde méthode.

- [Walraven et al. \(1964\)](#)

Même situation que pour [Feast et al. \(2008\)](#). Je calcule les éphémérides suivantes :

$$T_0 = 37913.807 \text{ jours et } P = 9.0833 \text{ jours.}$$

Diamètres interférométriques :

Les données interférométriques ne sont pas assez denses et nombreuses pour permettre un calcul précis des éphémérides avec SPIPS. J'ai donc utilisé les éphémérides déduites du diagramme O-C pour calculer la phase correspondant à chaque nuit d'observations. J'ai ensuite réalisé un décalage en phase global de façon à ce que les diamètres minimum et maximum correspondent aux phases pour lesquelles la vitesse de pulsation vaut 0 (i.e. l'ajustement global de SPIPS donne le plus petit χ^2). Les phases données dans la table 2 de B15 ont seulement été calculées en prenant les éphémérides résultant du diagramme O-C mais sans considérer le décalage en phase que nous avons effectué ensuite : la phase zéro ne correspond donc pas au maximum de luminosité. Les phases données dans la table 3.4 du présent manuscrit prennent en compte ce décalage : la phase zéro correspond donc bien au maximum de luminosité de l'étoile. En bref, le calcul des phases est fait en deux étapes :

TABLE 3.5 – Éphémérides utilisées pour mettre en phase les données interférométriques, spectroscopiques et photométriques.

Référence	Décalage de phase	MJD ₀ (jours)	Période (jours)	dP/dt (sec/an)
<i>Radial velocities</i>				
Wallerstein et al. (1992)	$\phi + 0.171$	-	-	-
Breitfelder et al. (2015)	$\phi + 0.034$	50373.793	9.0827	-
<i>Interferometry</i>				
Breitfelder et al. (2015)	-	50373.793	9.0827	-
<i>Photometry</i>				
Berdnikov (2008) (1)	-	50646.541	9.0897	-
Berdnikov (2008) (2)	-	51609.367	9.0776	-
Berdnikov (2008) (3)	-	52353.321	9.0834	-
Feast et al. (2008)	-	46819.667	9.0828	-
Walraven et al. (1964)	-	37913.807	9.0833	-
ESA (1997)	-	47482.679	9.0888	65.895

- D’abord : $\phi = \frac{(MJD_{\text{obs.}} - 50373.793_0) \bmod 9.0827}{9.0827}$
- Puis : $\phi_{\text{lum. max.}} = \phi + 0.034$

Les éphémérides utilisées pour mettre en phase les données interférométriques, spectroscopiques et photométriques sont résumées dans la table 3.5. **Attention** : Des erreurs se sont glissées dans la table 3 de B15 au moment de recopier les valeurs, ce qui va faire l’objet de la publication d’un *erratum*. La table 3 de B15 doit en fait se lire comme la table 3.5 présentée ici.

3.3.2 Résultats du modèle et discussion

Une fois le phasage réalisé, j’ai pu me concentrer sur l’ajustement du modèle avec le code SPIPS, qui n’a pas posé de problème particulier. En vue de calculer la valeur du p -facteur, j’ai fixé la distance grâce à la parallaxe à 5% mesurée par Benedict et al. (2011) : $\pi = 5.57 \pm 0.28$ mas, soit $d = 0.179 \pm 0.009$ kpc. J’ai également fixé la métallicité à $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ (Luck and Bond, 1989), bien que ce ne soit pas déterminant pour le résultat final. Pour donner à toutes les données un poids similaire dans l’ajustement, la barre d’erreur des données de chacune des courbes a été multipliée par un facteur inversement proportionnel au nombre de points de la courbe. Dans le chapitre suivant nous utiliserons une méthode un peu différente qui permettra de donner le même poids à chaque *observable* (i.e. VRs, diamètres, photométrie visible et photométrie IR). En effet, dans la méthode que nous avons employé

TABLE 3.6 – Meilleurs paramètres de sortie données par le code SPIPS pour κ Pav.

Paramètre	Valeur	$\sigma_{\text{stat.}}$	$\sigma_{\text{sys.}}$
p -facteur			
θ (UD) à $\phi = 0$ (mas)	1.1654	0.0025	0.014
$\langle \theta_{\text{UD}} \rangle$ (mas)	1.1823	0.0021	0.014
V_γ (km/s)	37.87	0.18	0.50
$E(B - V)$ (mag)	0.02	0.01	0.04
$\langle T_{\text{eff}} \rangle$ (K)	5739	9	107
$\langle R \rangle$ (R_\odot)	22.83	0.04	1.14
χ^2 réduit final	2.62		

pour κ Pav, chaque courbe a le même poids dans l’ajustement, mais le poids global de la photométrie (qui se compose de 12 courbes de magnitudes et couleurs dans différents filtres) reste relativement grand comparé à celui donné aux mesures interférométriques. Les valeurs et erreurs statistiques ont été déduites d’un algorithme de Monte-Carlo. Dans le chapitre suivant nous changerons également cette approche et préférons garder les incertitudes directement données par SPIPS. En effet, celles-ci résultent d’un processus de propagation des erreurs, ce qui permet de prendre en compte les corrélations entre les différents paramètres. Les erreurs systématiques ont quant à elles été mesurées de la façon suivante. Pour la température moyenne $\langle T_{\text{eff}} \rangle$ j’ai utilisé la loi de Stefan-Boltzman, permettant de mesurer l’erreur due à l’erreur sur le diamètre (1.4% dans le cas de κ Pav, erreur systématique due à l’incertitude sur les diamètres des étoiles de calibration) et celle due à la photométrie (5%). Pour le rougissement, j’ai utilisé les relations de Flower (1996) et Torres (2010) et le convertisseur couleur-température disponible à l’adresse http://www.uni.edu/morgans/stars/b_v.html. Celui-ci permet de connaître la température à partir de la couleur $(B - V)_0$ d’étoiles de la séquence principale et de géantes (de classe de luminosité III, IV, V et VI). J’ai calculé les valeurs de $(B - V)_0$ correspondant aux températures $\langle T_{\text{eff}} \rangle_{\text{max}} = \langle T_{\text{eff}} \rangle + \sigma_{\langle T_{\text{eff}} \rangle}$ et $\langle T_{\text{eff}} \rangle_{\text{min}} = \langle T_{\text{eff}} \rangle - \sigma_{\langle T_{\text{eff}} \rangle}$, et défini l’erreur sur le $E(B-V)$ comme la différence entre ces deux valeurs. Cette méthode permet de définir une erreur plus réaliste que celle donnée directement par SPIPS, tout en prenant en compte la corrélation entre la température et le rougissement. Les paramètres finalement obtenus sont listés dans la table 3.6, et les graphiques résultant de l’ajustement montrés dans les figures 3.13 et 3.14. Pour κ Pav, on mesure un p -facteur de $1.26 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{sys}}$, l’erreur systématique étant liée à l’incertitude relative de la parallaxe *HST*.

Paramètres stellaires Comme discuté dans B15, le p -facteur trouvé dans cette étude est significativement plus élevé que la valeur de 0.93 ± 0.11 proposée par Feast et al. (2008). Cependant, un p -facteur inférieur à 1 n’a pas un sens physique clair : il impliquerait en particulier un assombrissement centre-bord extrêmement important. Notre valeur est en accord

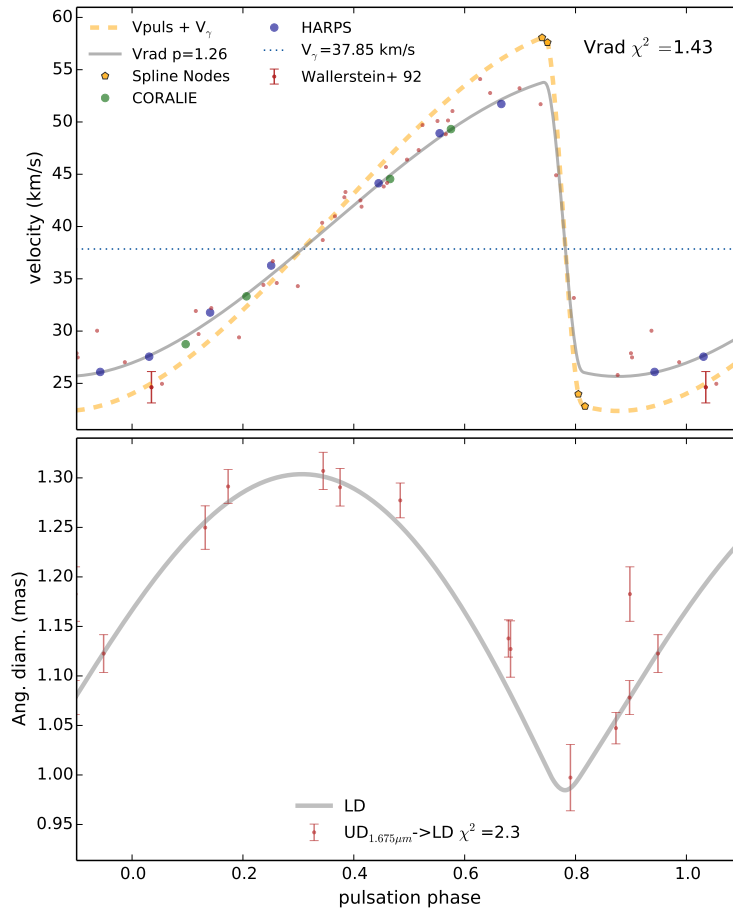


FIGURE 3.13 – Code SPIPS appliqué à la Céphéide de type II κ Pav. *En-haut* : vitesses radiales. *En-bas* : Diamètre angulaire déduit des observations PIONIER. Pour chaque panel, on précise le χ^2 réduit et les références utilisées.

avec les relations Période- p -facteur récentes de (Groenewegen, 2013) (qui donne $p = 1.27$), (Ngeow et al., 2012) ($p = 1.29 \pm 0.06$), et (Nardetto et al., 2009a) ($p = 1.23 \pm 0.10$). Elle est également en accord avec la mesure empirique (constante) obtenue par Pilecki et al. (2013) pour la Céphéide binaire à éclipse OGLE-LMC-CEP-0227, dans le Grand Nuage de Magellan ($P = 3.90$ d, $p = 1.21 \pm 0.05$), et avec la valeur obtenue pour δ Cep par Mérand et al. (2005b) ($P = 5.37$ d, $p = 1.27 \pm 0.06$), ce qui est intéressant à souligner puisque les deux ont été calculées grâce à une mesure de parallaxe *HST*. Notre valeur est en désaccord avec celles de Storm et al. (2012) ($p = 1.37$) et Neilson et al. (2012b) ($p = 1.359 \pm 0.003$).

La diamètre angulaire est en accord avec la valeur donnée par (Gallenne et al., 2012a) ($\theta_{UD} = 1.04 \pm 0.04$ mas, à $\phi = 0.9$). Le rayon linéaire est quant à lui en accord avec celui de (Balog et al., 1997) ($19 \pm 5 R_{\odot}$), qui a également utilisé la parallaxe-de-pulsation dans son étude. La température moyenne calculée avec SPIPS est plutôt supérieure aux valeurs de la littérature (Luck and Bond, 1989; Gallenne et al., 2012a). Pour le rougissement, nous

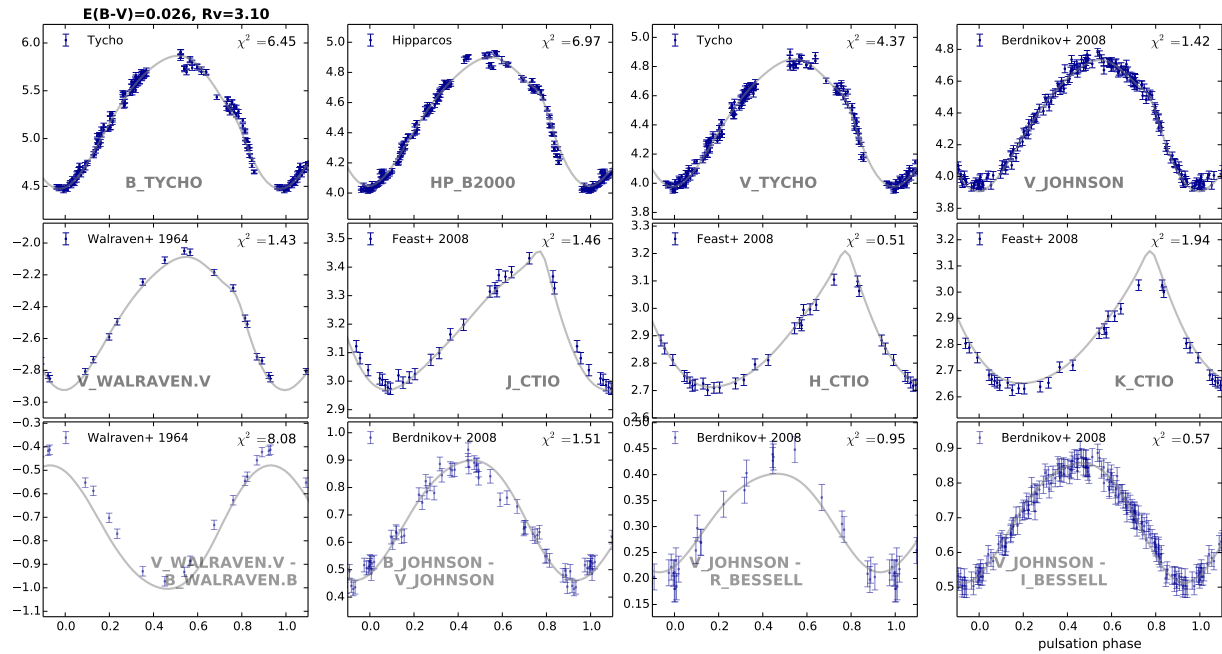


FIGURE 3.14 – Code SPIPS appliqué à κ Pav : magnitudes et couleurs ajustées avec des séries de Fourier. Pour chaque jeu de données on précise la bande et le filtre utilisés, la référence et le χ^2 individuel réduit.

trouvons une valeur comparable à celle suggérée par Feast et al. (2008) ($E(B - V) = 0.017$), cependant il est pertinent de souligner que les deux valeurs n’ont pas été calculées exactement de la même manière. Avec SPIPS, nous utilisons les lois de rougissement de Fitzpatrick (1999), avec un paramètre R_v fixé à 3.1. L’erreur systématique sur ces valeurs ne permet cependant pas de conclure à un réel désaccord.

Binarité Plusieurs auteurs - en particulier (Feast et al., 2008) - ont suggéré que κ Pav appartiendrait à un système binaire. Une vérification de nos données interférométriques avec le code CANDID⁷ (Gallenne et al., 2015b) n’a pas permis de détecter la signature d’un compagnon. Ce code permet toutefois de calculer la limite de détection à 3σ sur le rapport de flux, qui est basée sur l’injection analytique d’un faux compagnon, ce qui donne une limite supérieure sur le type spectral d’un éventuel compagnon. Pour les observations PIONIER les plus denses que nous avons (obtenues après 3 heures d’observations alternées de la science et des étoiles de calibration, dans de bonnes conditions météorologiques), on trouve une limite de détection $f_{3\sigma} = 0.77\%$. En considérant ce résultat, on peut conclure sans danger que nos données n’ont pas été biaisées par un compagnon à moins de 50 mas. On ne peut cependant pas conclure quant à la binarité de l’étoile, et des recherches complémentaires doivent être faites en ce sens.

7. <https://github.com/amerand/CANDID>

Enveloppe circumstellaire L’ajustement SPIPS permet de calculer un excès en bande K de 0.045 ± 0.005 magnitudes. Cet excès n’est pas significatif et pourrait être le fait de biais photométriques, il est donc difficile de conclure qu’il s’agisse bien de la signature d’une enveloppe circumstellaire. Notons cependant que [Gallenne et al. \(2012a\)](#) a découvert un excès important (près de 20%) entre 10 et 20 μm , bel et bien associé à la présence d’une enveloppe.

À ce stade, nous avons trop peu de valeurs observationnelles du p -facteur pour mener une étude plus détaillée de sa dépendance avec la période de pulsation. Les résultats obtenus pour δ Cep ([Mérand et al., 2005b](#)) et κ Pav ne suggèrent cependant pas de dépendance marquée. Il faut noter que cette conclusion préliminaire s’appuie sur l’hypothèse que les Céphéides classiques et de type II ont des p -facteurs similaires au regard de la barre d’erreur des valeurs obtenues (donc qui ne varient pas de plus de $\sim 5\%$ entre les deux types d’étoiles). Ce travail constitue une première application de SPIPS permettant de démontrer la faisabilité de la méthode. Dans le chapitre suivant, nous l’appliquerons à 10 nouvelles Céphéides, ce qui nous permettra de mener une étude plus approfondie de la variation de p en fonction de la période.

3.4 Publication : Breitfelder et al. (2015) *A&A*, 576 A64

Observational calibration of the projection factor of Cepheids

I. The Type II Cepheid κ Pavonis^{★.★★}

J. Breitfelder^{1,2}, P. Kervella^{2,3}, A. Mérand¹, A. Gallenne⁴, L. Szabados⁵, R. I. Anderson⁶, M. Willson⁷, and J.-B. Le Bouquin⁸

¹ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
e-mail: joanne.breitfelder@obspm.fr

² LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR 8109, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

³ Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía, CNRS/INSU, France (UMI 3386) and Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile

⁴ Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C, Concepción, Chile

⁵ Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences, H-1121 Budapest, Konkoly Thege Str. 15-17, Hungary

⁶ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁷ School of Physics and Astronomy, University of Exeter, Stocker Road, Exeter EX4 4QL, UK

⁸ UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, France

Received date / Accepted date

ABSTRACT

Context. The distance of pulsating stars, in particular Cepheids, are commonly measured using the parallax of pulsation technique. The different versions of this technique combine measurements of the linear diameter variation (from spectroscopy) and the angular diameter variation (from photometry or interferometry) amplitudes, to retrieve the distance in a quasi-geometrical way. However, the linear diameter amplitude is directly proportional to the projection factor (hereafter p -factor), which is used to convert spectroscopic radial velocities (i.e., disk integrated) into pulsating (i.e., photospheric) velocities. The value of the p -factor and its possible dependence on the pulsation period are still widely debated.

Aims. Our goal is to measure an observational value of the p -factor of the type-II Cepheid κ Pavonis.

Methods. The parallax of the type-II Cepheid κ Pav was measured with an accuracy of 5% using HST/FGS. We used this parallax as a starting point to derive the p -factor of κ Pav, using the SPIPS technique (Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars), which is a robust version of the parallax-of-pulsation method that employs radial velocity, interferometric and photometric data. We applied this technique to a combination of new VLTI/PIONIER optical interferometric angular diameters, new CORALIE and HARPS radial velocities, as well as multi-colour photometry and radial velocities from the literature.

Results. We obtain a value of $p = 1.26 \pm 0.07$ for the p -factor of κ Pav. This result agrees with several of the recently derived Period- p -factor relationships from the literature, as well as previous observational determinations for Cepheids.

Conclusions. Individual estimates of the p -factor are fundamental to calibrating the parallax of pulsation distances of Cepheids. Together with previous observational estimates, the projection factor we obtain points to a weak dependence of the p -factor on period.

Key words. Stars: individual: κ Pav, Techniques: interferometric, Methods: observational, Stars: distances, Stars: variables: Cepheids

1. Introduction

Cepheids have been used for more than a century as standard candles for estimating extragalactic distances, owing to the linear relationship between the logarithm of their pulsation period and their intrinsic magnitude: $M = a (\log P - 1) + b$, where P is the period of pulsation and M the mean absolute magnitude (hereafter the P-L relation). This remarkable relation was discovered empirically in 1908 by Henrietta Leavitt (Leavitt 1908; Leavitt & Pickering 1912) and is now named after her : *Leavitt's Law*. While the slope a of the P-L relation can be estimated by observing a number of Cepheids located, for example, in the Magellanic Clouds, the zero point b is more difficult to estimate.

It was first settled by [Hertzsprung \(1913\)](#), when estimating the LMC distance. Thanks to the small dispersion of Leavitt's Law, Cepheids have, for more than a century, been considered as one of the most accurate standard candles for estimating extragalactic distances. As a recent example, Cepheids were involved in the 3% measurement of the Hubble constant H_0 presented by [Riess et al. \(2011\)](#), as calibrators of the magnitude-redshift relation of type Ia supernovae. It should be noted that half of the 3% error budget is attributed to the uncertainty on the Cepheid distance scale. The uncertain calibration of the P-L relation, as well as photometric biases (e.g., from reddening) can introduce important systematic uncertainties. Leavitt's Law is also affected by physical effects like metallicity. A better measurement of H_0 is fundamental to constraining the Λ CDM model parameters, such as the number of neutrino species and the equation of state of the dark energy ω_c . A detailed review of the methods used to determine the history of the expansion and their current limitations is given in [Weinberg et al. \(2013\)](#). Better precision would also

* Based on observations realized with ESO facilities at Paranal Observatory under program IDs 091.D-0020 and 093.D-0316.

** Based on observations collected at ESO La Silla Observatory using the Coralie spectrograph mounted to the Swiss 1.2 m Euler telescope, under program CNTAC2014A-5.

help for addressing the 2σ tension between the value of [Riess et al. \(2011\)](#) and the value derived from *Planck*'s CMB modelling ([Planck Collaboration et al. 2014](#)), and revealing potential biases in one of these methods.

A better estimate of H_0 requires a more accurate calibration of the P-L relationship ([Suyu et al. 2012](#)). Parallax measurements can be used to determine the zero point of the P-L relationship, but they are reasonably accurate only for a few nearby Cepheids. Other distance estimates, such as the Baade-Wesselink (hereafter BW) technique ([Gieren et al. 2013](#)) and its infrared surface-brightness version ([Storm et al. 2011](#)), the light echoes of RS Pup ([Kervella et al. 2014](#)), or binary Cepheid orbital parallax ([Pilecki et al. 2013](#); [Gallenne et al. 2013, 2014](#)), should be obtained as independent cross-checks to ensure the accuracy of the calibration. We are currently carrying out a long-term programme of interferometric observations of Cepheids in both hemispheres, using the CHARA array installed at the Mount Wilson Observatory in California ([ten Brummelaar et al. 2005](#)) and the Very Large Telescope Interferometer (hereafter VLTI) installed at the Cerro Paranal in Chile ([Merand et al. 2014](#)). This programme has led to the discovery of circumstellar envelopes around several Cepheids (e.g. [Gallenne et al. 2012](#); [Kervella et al. 2009](#)) and companions (e.g. [Gallenne et al. 2013](#)).

The BW technique ([Baade 1926](#)) combines measurements of the linear diameter variation (from spectroscopy) and the angular diameter variation (from either photometry or interferometry) to retrieve the distance in a quasi-geometrical way. The accuracy of this elegant method is although limited by the projection factor (hereafter p -factor) used to convert spectroscopic radial velocities into pulsating velocities representing the actual displacement of the photosphere. The value of the p -factor, and its possible dependence on the pulsation period, are still debated. We developed a dedicated software tool to estimate the distance of pulsating Cepheids, the SPIPS code ([Mérand et al. 2013](#)) that we briefly present in Sect. 3.2. Taking advantage of the distance to κ Pavonis obtained by [Benedict et al. \(2011\)](#) using an independent method, we track down in the present work the p -factor of this star through an inverse application of this algorithm (Sect. 3.3).

2. Observations and data processing

2.1. The peculiar Cepheid κ Pavonis

As one of the closest type-II Cepheids ([Wallerstein 2002](#)), κ Pav is classified as a member of the W Vir class ([Rodgers & Bell 1963](#)), which groups pulsators with periods between 10 and 20 days. Since it is slightly brighter and bluer than the normal population of this class, [Matsunaga et al. \(2009\)](#) propose to classify it as a pW star, which is a new category introduced by [Soszyński et al. \(2008\)](#) to describe those peculiar W Vir Cepheids. Type-II Cepheids are luminous stars, with similar behaviour to classical Cepheids and variation periods in the same range. But their lower mass makes them representatives of the population II stars present in the galactic halo and the old galactic disk. κ Pav also shows similarities with RR Lyrae, placing it at an interesting interface between classical Cepheids, type-II Cepheids and RR Lyrae pulsators.

2.2. VLTI/PIONIER long-baseline interferometry

Interferometric angular diameter measurements of κ Pavonis were carried out in August and September 2013 and from June to August 2014 using the four-telescope beam combiner PIONIER,

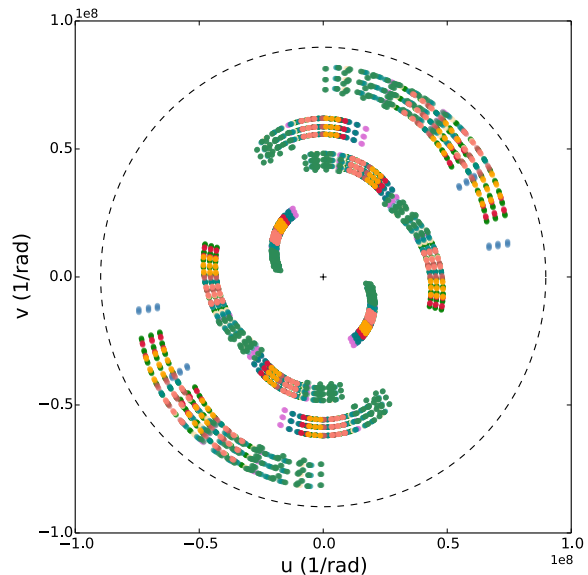


Fig. 1. (u, v) coverage of our PIONIER observations (each colour corresponds to one night of observations). The black dashed-line circle traces the spatial frequency where the squared visibility is equal to 0.5, assuming for κ Pav an average diameter of $\theta_{\text{Avg.}} = 1.182$ mas (resulting from the present study).

Table 1. Main characteristics of the calibrators used during our PIONIER observations.

Star	m_v	m_H	$\theta_{UD} \pm \sigma$ (mas)
HD 181019	6.35	3.31	1.030 ± 0.014
HD 171042	7.51	3.63	1.030 ± 0.014
HD 175782	6.80	3.05	1.337 ± 0.019
HD 186530	7.41	4.01	0.896 ± 0.012

Notes. Calibrators were selected from the catalogue of [Mérand et al. \(2005a\)](#). We indicate the uniform disk diameter in H band and the corresponding uncertainty.

installed at the VLT Interferometer in northern Chile ([Berger et al. 2010](#); [Le Bouquin et al. 2011](#)). The observations were undertaken in three spectral channels of the H band ($1.59 \mu\text{m}$, $1.67 \mu\text{m}$, and $1.76 \mu\text{m}$), corresponding to a low spectral resolution of $R = 40$. We used the four relocatable 1.8-metre Auxiliary Telescopes (ATs), installed at stations A1-G1-J3-K0¹. This configuration offers the longest available baselines (from 57 meters between the stations K0 and J3, up to 140 metres between A1 and J3) that are required to get the necessary angular resolution to resolve the apparent disk of κ Pav ($\theta \sim 1.2$ mas).

Figure 1 shows a map of the (u, v) plane coverage of our observations. We obtained a very good sampling of the pulsation curve, including data points close to the maximum and the minimum diameters. That is particularly interesting for the present work, because the most precise diameter variation is needed to derive an accurate value of the p -factor. The most suitable calibrators have been chosen from the catalogue of [Mérand et al. \(2005a\)](#). Their main characteristics are given in Table 1.

¹ <https://www.eso.org/paranal/telescopes/vlti/configuration/>

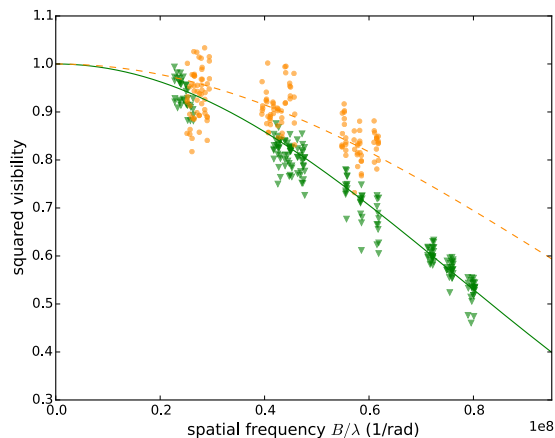


Fig. 2. Squared visibilities measured with PIONIER at the minimum and the maximum diameters. The data are fitted with a uniform disk model leading to the diameters of $\theta_{min} = 0.976$ mas (MJD=56 539, in yellow) and $\theta_{max} = 1.273$ mas (MJD=56 871, in green). Errorbars have been removed for clarity.

The raw data were reduced using the `pndrs` data reduction software of PIONIER (Le Bouquin et al. 2011), which produces calibrated squared visibilities and phase closures. The resulting OIFITS format of the data allowed us to compute a uniform disk (UD) value for each observing epoch with the model fitting software LITPro² (Tallon-Bosc et al. 2008). The results are listed in Table 2. For each night of observations we give the mean Julian date, the phase, the UD diameter, and its uncertainty. The error given for each diameter includes a statistical error given by the model fitting software and a systematic one (which actually dominates the error budget), because of the uncertainty on the calibrator diameters. We therefore define this systematic error as being the mean of the errors of all the calibrators. The phases given in Table 2 were computed by using the ephemeris derived from the O-C diagram shown in Fig. 3 (see details in Sect. 2.3). The variations in the diameter of the Cepheid can be appreciated in Fig. 2, which represents the PIONIER squared visibilities and the corresponding best UD model for the maximum and minimum diameters.

2.3. Period changes, overall phasing, and photometry

The pulsation period of κ Pav shows large and fast variations that complicate the phasing of datasets from different epochs. By applying the statistical Eddington-Plakidis method (Eddington & Plakidis 1929) on a large photometric dataset, Berdnikov & Stevens (2009) showed that the period variations of κ Pav are erratic, which has already been suggested in previous studies (e.g. Feast et al. 2008; Wallerstein et al. 1992), with a relatively high degree of randomness. To help the phasing of the data used in the present study, we computed ephemerides from the O-C diagram shown in Fig. 3. When constructing the O-C diagram, only photoelectric and CCD photometric data have been taken into account. Depending on the number of observations and phase coverage of the individual datasets, a weight of 1, 2, or 3 has been assigned to the derived moment of the normal maximum brightness. In Fig. 3, the size of the filled circles refers to the weight assigned to the given residual (O-C differ-

Table 2. PIONIER observations of κ Pav. We give here the mean MJD (defined by JD–2 400 000.5) of each observing night, the corresponding phase (taking ϕ_0 at the maximum of luminosity), the best uniform disk diameter adjusted on the squared visibility measurements and its uncertainty. We also give the χ^2 resulting from the fit of the squared visibilities with a uniform disk model.

MJD	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{stat.} \pm \sigma_{syst.}$ (mas)	χ^2
56508.024	0.375	$1.256 \pm 0.004 \pm 0.014$	0.96
56509.009	0.483	$1.243 \pm 0.002 \pm 0.015$	3.30
56538.065	0.682	$1.101 \pm 0.012 \pm 0.016$	1.30
56539.046	0.790	$0.976 \pm 0.016 \pm 0.016$	1.35
56540.020	0.898	$1.159 \pm 0.012 \pm 0.015$	0.59
56831.126	0.948	$1.101 \pm 0.004 \pm 0.014$	2.21
56833.166	0.173	$1.262 \pm 0.002 \pm 0.014$	1.73
56866.992	0.897	$1.057 \pm 0.002 \pm 0.014$	1.01
56869.122	0.132	$1.222 \pm 0.007 \pm 0.014$	1.48
56871.055	0.344	$1.273 \pm 0.004 \pm 0.014$	0.94
56874.090	0.679	$1.111 \pm 0.004 \pm 0.014$	1.10
56894.017	0.872	$1.026 \pm 0.001 \pm 0.014$	0.69

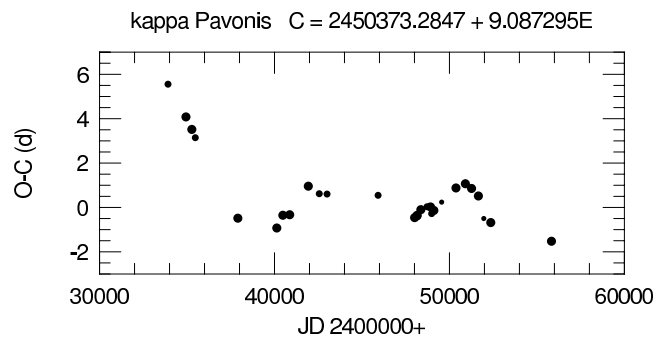


Fig. 3. O-C diagram of κ Pav. A weighted least squares fit to the residuals leads to $T_0 = 2450373.2847$ and $P = 9.0873$. Considering only the data with JD>2450000, we get $T_0 = 2450374.2938$ and $P = 9.0827$.

ence). A weighted least squares fit of the data for JD>2440000 leads to $T_0 = 2450373.2847$ and $P = 9.0873$ days. Considering only the data for JD>2450000, we get $T_0 = 2450374.2938$ and $P = 9.0827$ days. These values have been used to phase our most recent data.

We selected the following photometric data from the literature: *Hipparcos* and *Tycho* photometry from the ESA (1997) catalogue (see also van Leeuwen et al. 1997), *JHK* photometry from Feast et al. (2008) (hereafter F08), *VBLUW* photometry from Walraven et al. (1964), and *UBVR_cI_c* photometry from Berdnikov (2008). We divided this last dataset into three groups covering different epochs of around 700 days and separated by around 350 days (Group 1: MJD from 50347 to 50917, Group 2: 51248 to 51972 and Group 3: 52323 to 53118). We then phased the resulting photometric sequences separately. Considering the erratic changes in the period of κ Pav, we computed specific (P, T_0) ephemeris for each dataset. We used the SPIPS code to derive a reference epoch and the corresponding pulsation period. In the case of the *Hipparcos* and *Tycho* data, we introduced a linear variation in the period, which allowed us to reach a more satisfying phasing. For each photometric dataset, the reference epoch was set at the maximum luminosity of the star, and taken as close as possible to the centre of the epoch range. The result-

² The LITpro software is available at <http://www.jmmc.fr/litpro>

Table 4. Radial velocity measurements deduced from the spectra obtained with CORALIE and HARPS, both installed in La Silla observatory in Chile. We adopted a total error budget of 500 m/s for each observation.

MJD	Phase	$V_{\text{rad}} \pm \sigma_{\text{tot.}}$ (km/s)	Instrument
56750.416	0.096	28.74 ± 0.50	CORALIE
56751.412	0.206	33.32 ± 0.50	CORALIE
56826.428	0.465	44.54 ± 0.50	CORALIE
56827.425	0.575	49.31 ± 0.50	CORALIE
56876.174	0.942	26.09 ± 0.50	HARPS
56876.976	0.031	27.55 ± 0.50	HARPS
56877.974	0.140	31.77 ± 0.50	HARPS
56878.975	0.251	36.26 ± 0.50	HARPS
56907.984	0.444	44.13 ± 0.50	HARPS
56908.983	0.554	48.92 ± 0.50	HARPS
56909.994	0.666	51.72 ± 0.50	HARPS

ing periods and reference epochs MJD_0 are given in Table 3 and were used to compute the phases of the observations.

We note that the *Hipparcos* and *Tycho* data seem to be relatively dispersed around the phase 0.6, given their low errorbars. This could be due to possible amplitude variations, which have already been observed in the photometry of type II Cepheids and overtone pulsators (Evans et al. 2014). However, this does not affect the results of the present study.

Table 3 also sums up the method used to phase the other observables : for the radial velocities from Wallerstein et al. (1992) (see details in Sect. 2.4), we kept the phases provided by the author and shifted the whole curve to make it match the photometry. Our CORALIE and HARPS data were phased by using the ephemeris derived from the O-C diagram (see Fig. 3), and then shifted into phase agreement with the rest of the data. We used the same ephemeris for our PIONIER diameters, but we did not need to add any phase shift.

2.4. Radial velocities

We retrieved three sets of radial velocity measurements from the literature, resulting from observations carried out between 1904 and 1918 (Jacobsen 1929), in 1961 (Rodgers & Bell 1963) and in 1988 (Wallerstein et al. 1992) (hereafter W92). As the data from Jacobsen (1929) and Rodgers & Bell (1963) show a relatively high dispersion, we only used the metallic-line radial velocities from W92. The convention used to derive the phases given in W92 is uncertain (Wallerstein, private communication) and by computing our own ephemerides, we did not succeed in obtaining a radial velocity curve that was as well-phased as the one given in W92. We therefore decided to keep the phases given in the paper. Because the zero-phase definition in W92 does not correspond to the maximum flux, we shifted the original phase values to match the zero-phase convention of the photometry.

We also obtained contemporaneous and very precise radial velocities (RVs) between November 2013 and June 2014 using the high-resolution Echelle spectrographs HARPS mounted on the ESO 3.6m telescope and CORALIE mounted on the Swiss 1.2m Euler telescope, both of which are located at ESO's La Silla observatory in Chile. The RVs were derived using the cross-correlation technique (Baranne et al. 1996; Pepe et al. 2002) and a standard Gaussian fit.

Unfortunately, the new measurements are not sufficient to determine a very precise pulsation period. Therefore, we computed the phases of the RV measurements using the ephemeris used for the PIONIER data. We then shifted the whole curve by adding a constant in phase, until obtaining the lowest reduced χ^2 at the end of the fitting process. The phasing process is summarized in Table 3. While we took great care to obtain the best possible phasing for the new RV data, there is a remaining uncertainty regarding the phases of the new measurements. This problem is exacerbated by known random period fluctuations (see details given in section 2.3). To reduce the sensitivity of our method to phase errors of the new RV data (this easily incurs errors of several 100 m/s and thus dominates the uncertainty of the RV curve), we attribute a reduced weight to the new RV data by adopting a fixed error budget of 500 m/s in the fit. This does not constitute a limiting factor for our results, since the accuracy of our p -factor determination is limited by the parallax accuracy of 5% (see details given in section 3.3).

3. The SPIPS algorithm

3.1. The parallax of pulsation method and the p -factor limitation

The fundamental equation of the parallax of pulsation method can be written as follows, where $\theta_{t=0}$ is the angular diameter at the maximum of luminosity, d the distance and v_{puls} the pulsation velocity of the atmosphere:

$$\theta(t) = \theta_{t=0} + \frac{2}{d} \int_0^t v_{\text{puls}}(\tau) d\tau \quad (1)$$

The main limitation of the parallax of pulsation technique comes from the projection factor p used to convert the radial velocities from the Doppler shift of spectral lines (a disk-integrated quantity) into pulsation velocities (the displacement velocity of the photosphere over the pulsation cycle):

$$v_{\text{puls}} = p v_{\text{rad}} \quad (2)$$

We do not consider here the effects of amplitude modulations as recently reported for Cepheids by Anderson (2014). We can therefore rewrite the main equation of the parallax of pulsation as follows:

$$\theta(t) = \frac{2}{d} \left(R_0 + \int_0^t p v_{\text{rad}}(\tau) d\tau \right) \quad (3)$$

Only the projected component of the velocity on the line of sight contributes to the measured Doppler shift of the spectral lines. The spherical geometry of the star results in a projection effect corresponding to a value of $p = 1.5$ for a uniform brightness sphere. The limb darkening and the dynamical behaviour of the line-forming regions in the stellar atmosphere are expected to reduce the value of p below this value (Nardetto et al. 2007). Unfortunately, these effects can hardly be quantified separately.

The combination of these different effects results in a relatively large dispersion of the p -factor estimates found in the literature. Some recent studies propose either a constant value (Feast et al. 2008; Groenewegen 2007; Mérand et al. 2005b) or Period- p -factor relationships (Groenewegen 2013; Storm et al. 2012; Ngeow et al. 2012; Nardetto et al. 2009). As a consequence of this uncertainty, the truly unbiased quantity that can be derived using the parallax of pulsation method is the ratio d/p , where

Table 3. Ephemerides used to phase the interferometric, spectroscopic, and photometric data.

Data reference	Phase shift	MJD ₀	Period (days)	Period drift (s/year)
<i>Radial velocities</i>				
Wallerstein et al. 1992	$\phi + 0.171$	-	-	-
Present work	$\phi + 0.034$	50373.793	9.0827	-
<i>Interferometry</i>				
Present work	-	50373.793	9.0827	-
<i>Photometry</i>				
Berdnikov 2008 (1)	-	50646.541	9.0897	-
Berdnikov 2008 (2)	-	51609.425	9.0804	-
Berdnikov 2008 (3)	-	52353.321	9.0669	-
Feast et al. 2008	-	46800.743	9.0789	-
Walraven et al. 1964	-	37913.807	9.0833	-
ESA 1997	-	47482.679	9.0888	65.895

d is the distance (Eq. 3). Observational determinations of p are therefore critical for better constraining the p -factor models and eventually establishing the parallax of pulsation method on solid foundations. A review of the role and importance of the p -factor can be found in Nardetto et al. (2014).

The observational calibration of the p -factor requires independent measurements of the distance d for a sample of Cepheids, to waive the degeneracy of the d/p ratio produced by the parallax of pulsation method. In this case, when the distance is known (e.g. from trigonometric parallax, light echoes, or binary Cepheids), the inversion of the method gives access to the p -factor. This has already been done on the classical Cepheid δ Cephei by Mérand et al. (2005b), yielding $p = 1.27 \pm 0.06$. We apply here this method to κ Pav using the enhanced SPIPS algorithm (Sect. 3) and considering the accurate parallax recently measured by Benedict et al. (2011) using the HST/FGS interferometer ($\pi = 5.57 \pm 0.28$ mas).

3.2. Overview of the algorithm

Classical BW methods are limited by various systematic errors (e.g. photometry biases or reddening) that affect either the photometry or the spectroscopic observables. To overcome this, we developed a dedicated tool (SPIPS for Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars, Mérand et al. 2013; Breiẏfelder et al. 2014; Mérand et al., *in prep.*) that computes a global fit of all the available data (i.e., radial velocities, interferometric squared visibilities, spectroscopically determined effective temperatures (T_{eff}), colours and magnitudes in various bands and filters). This combination of different observables allows us to reach a better accuracy on our measurements (2 to 5% uncertainty on the distance for an individual Cepheid). The partial redundancy of the data (e.g., interferometry and atmospheric models applied to the photometry to estimate the angular diameter) results in much improved robustness of the fitting process. Besides that, the integration of physical models in our code (e.g. ATLAS9 atmospheric models from Kurucz 1979) reduces the statistical biases (owing to the calibration of the zero point of the photometric filters, for instance). The larger overall amount of observational data also reduces the statistical errors on the resulting parameters (e.g., the distance, the colour excess $E(B-V)$, and the mean angular diameter and effective temperature). The χ^2 minimization process is optimized by defining the global χ^2 as the average of the specific reduced χ^2 values for each data

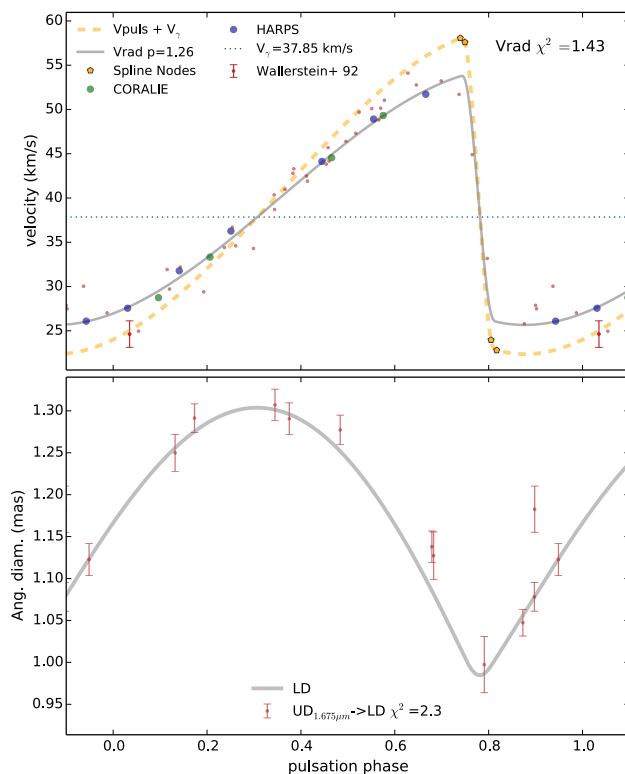


Fig. 4. SPIPS code applied on the type-II Cepheid κ Pav. *Above:* Radial velocities from Wallerstein et al. (1992) (the typical error bar is shown in the bottom left corner) and new measurement from CORALIE and HARPS (the size of the points corresponds to the errorbar), fitted using spline functions. *Below:* Uniform disk angular diameters deduced from our PIONIER interferometric observations. For each panel we indicate the reference and the individual reduced χ^2 .

set. This allows us to adjust the relative weight of each type of data in the global fit. Otherwise, in the present case, the diameter and the radial velocity would not contribute as much as the photometry in the minimization process.

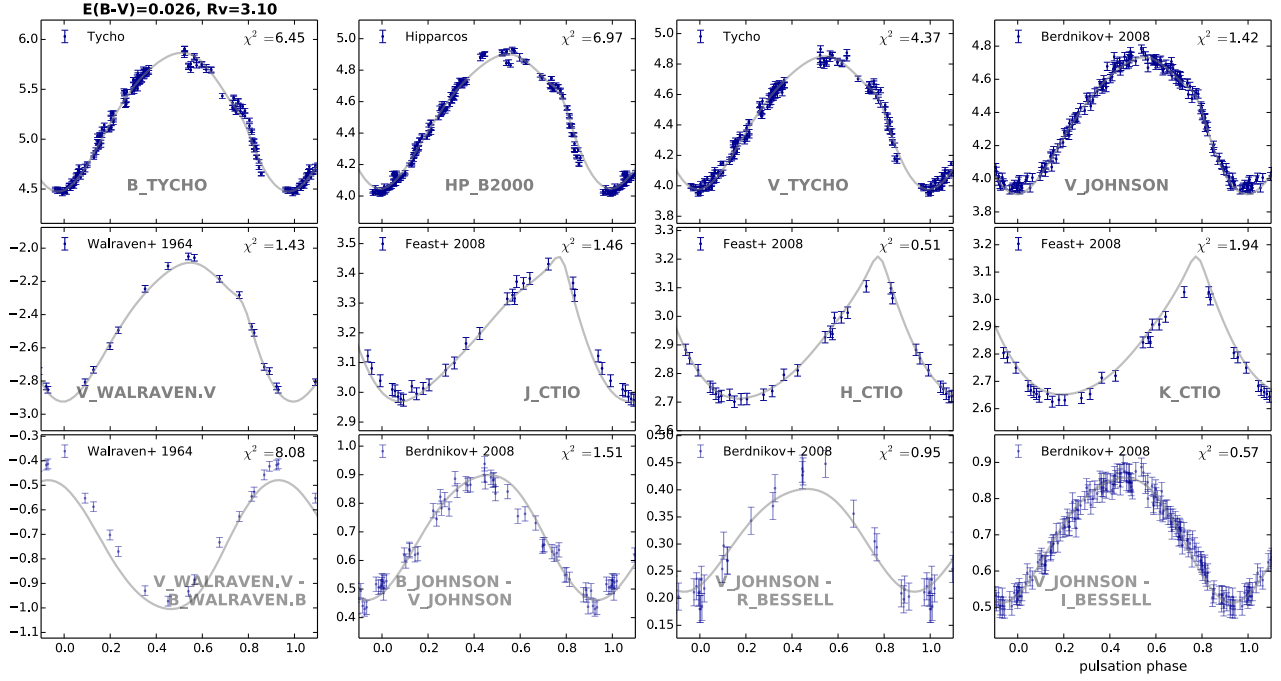


Fig. 6. SPIPS code applied on the type-II Cepheid κ Pav : magnitudes and colours fitted with Fourier series. For each dataset we precise the filter, the reference, and the individual reduced χ^2 .

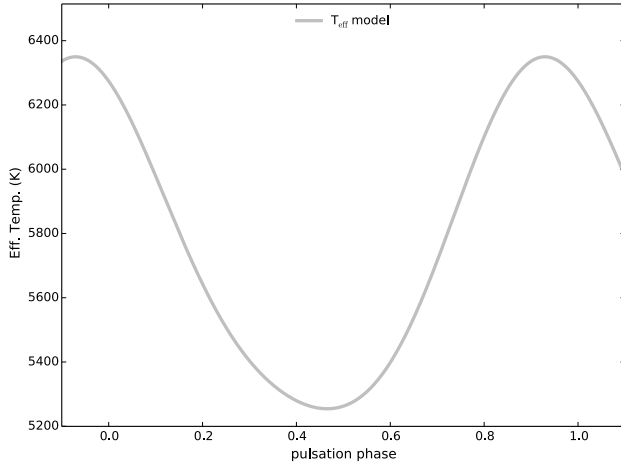


Fig. 5. SPIPS code applied on the type-II Cepheid κ Pav. Effective temperature curve deduced from ATLAS9 atmospheric model grids (Castelli & Kurucz 2004; Kurucz 2005)

3.3. Projection factor

We fitted the radial velocity with spline functions defined by four adjustable floating nodes. Although it is numerically less stable than Fourier series, it is necessary to reproduce the strong slope of the radial velocity curve that occurs between the phases 0.8 and 1.0 without introducing high frequency variations in the rest of the curve. The photometry curve is adjusted to the data using a second-order Fourier series. We shifted the $(B - R)$ and $(B - I)$ colours from Berdnikov (2008) vertically, by subtracting 0.008 magnitudes to $(B - I)$ and 0.038 magnitudes to $(B - R)$. Otherwise, an offset always remained between the data and the model,

probably because of a bias introduced by the calibration of the zero point of the filter used for the observations in I and R . It is then important to note that only the shape of these two particular curves continues to be constraining. To give an equivalent weight to the different observables in the fitting process, we multiplied the errors by the normalization factors (NF) given in Table 6. These coefficients depend on the number of points (N_{points}) in each dataset. Table 6 also gives the individual reduced χ^2 of the different datasets.

We fixed the metallicity at $[Fe/H] = 0.0$ (Luck & Bond 1989) and the distance at $d = 179$ pc (Benedict et al. 2011). The best-fit parameters are given in Table 5. The values and statistical uncertainties have been determined through a Monte-Carlo procedure. We obtain for κ Pav a p -factor $p = 1.26 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.06_{syst.}$, with a systematic error given by the limited 5% precision on the distance. The final value is therefore $p = 1.26 \pm 0.07$. The systematic error on the average T_{eff} has been deduced from the Stefan-Boltzmann law, after considering a systematic error of 5% on the photometry and of 1.4% on the angular diameter (given by the limited precision of the calibrators diameters). The systematic uncertainty on the reddening has been estimated by computing the maximum and minimum values of the colour index $(B - V)_0$ obtained in the uncertainty range of the effective temperature (Flower 1996).

4. Discussion

The p -factor value of κ Pav that we obtain ($p = 1.26 \pm 0.07$) is significantly higher than the value of 0.93 ± 0.11 proposed by F08. A p -factor smaller than unity would imply that the limb darkening of the star is extremely high, and would generally not have a very clear physical explanation. The present value, however, agrees well with recently published Period- p -factor relationships, which give for κ Pav ($P = 9.09$ d) p -factors

Table 5. Best-fit output parameters given by the SPIPS code.

Parameter	Value	$\sigma_{\text{stat.}}$	$\sigma_{\text{sys.}}$
p -factor	1.26	0.04	0.06
θ (UD) at $\phi = 0$ (mas)	1.1654	0.0025	0.014
Avg. θ (UD) (mas)	1.1823	0.0021	0.014
v_γ (km/s)	37.87	0.18	0.50
$E(B - V)$ (mag)	0.02	0.01	0.04
Avg. T_{eff} (K)	5739	9	107
Avg. radius (R_\odot)	22.83	0.04	1.14
Final reduced χ^2	2.62		

Table 6. Weighting of the different datasets and individual reduced χ^2 .

Observable	Ref.	N_{points}	NF	χ^2
V_{Johnson}	(a)	162	1.546	1.42
V_{Walraven}	(b)	16	0.486	1.43
V_{Tycho}	(c, d)	163	1.550	4.37
B_{Tycho}	(c, d)	163	1.550	6.45
HP_{B2000}	(c, d)	182	4.914*	6.97
J_{CTIO}	(e)	25	0.607	1.46
H_{CTIO}	(e)	25	0.607	0.51
K_{CTIO}	(e)	25	0.607	1.94
$V_{\text{Walraven}} - B_{\text{Walraven}}$	(b)	16	0.486	8.08
$B_{\text{Johnson}} - V_{\text{Johnson}}$	(a)	56	0.909	1.51
$V_{\text{Johnson}} - I_{\text{Bessel}}$	(a)	164	1.555	0.57
$V_{\text{Johnson}} - R_{\text{Bessel}}$	(a)	27	0.631	0.95
	(f) ¹	4	0.243	
v_{rad}	(f) ²	7	0.321	1.43
	(g)	38	0.749	
θ (UD)	(f)	12	0.421	2.30

Notes. References : (a) [Berdnikov 2008](#); (b) [Walraven et al. 1964](#); (c) [ESA \(1997\)](#); (d) [van Leeuwen et al. 1997](#); (e) [Feast et al. 2008](#); (f) Present work (¹CORALIE and ²HARPS); (g) [Walraven et al. 1964](#).

*The normalisation factor of the *Hipparcos* data has been multiplied by three to balance the very low uncertainties of the measurements, which would otherwise give to this dataset too much weight in the fitting process.

of 1.27 ([Groenewegen 2013](#)), 1.29 ± 0.06 ([Ngeow et al. 2012](#)), and 1.23 ± 0.10 ([Nardetto et al. 2009](#)). It is also consistent with the empirical measurements obtained by [Pilecki et al. \(2013\)](#) on the LMC Cepheid OGLE-LMC-CEP-0227 ($P = 3.90$ d, $p = 1.21 \pm 0.05$), and by [Mérand et al. \(2005b\)](#) on δ Cep ($P = 5.37$ d, $p = 1.27 \pm 0.06$). Our p -factor, however, differs from the $p = 1.37$ and $p = 1.359 \pm 0.003$ values predicted by [Storm et al. \(2012\)](#) and [Neilson et al. \(2012\)](#) respectively. The average angular diameter is in good agreement with the value derived by [Gallenne et al. 2012](#) ($\theta_{\text{UD}} = 1.04 \pm 0.04$ mas at $\phi = 0.9$). Converted into linear radius for a distance of $d = 179$ pc, we obtain an average photospheric radius of $22.8 R_\odot$. [Balog et al. 1997](#) suggest a comparable value of $19 \pm 5 R_\odot$, also derived using the parallax of pulsation method. The average SPIPS effective temperature of $T_{\text{eff}} = 5739$ K is slightly higher than the typical values found in the literature. In particular, [Luck & Bond \(1989\)](#) find 5500 K, and [Gallenne et al. \(2012\)](#) find $T_{\text{eff}} = 5750$ K at $\phi = 0.94$, which corresponds to ~ 6336 K at the same phase in the present study. We find an extinction comparable to the

value suggested by F08 ($E(B - V) = 0.017$). It is important to stress that the relevance of this parameter relies on the choice of a reddening law, which is in the present case the reddening law from [Fitzpatrick \(1999\)](#), taken for $R_v = 3.1$ and differs from the methods used in F08. However, the systematic errors of both measurements dominate these low extinction values.

It was suggested that κ Pav belongs to a binary system ([Feast et al. 2008](#)). The contribution of a stellar companion could have a non-negligible influence on the photometry and radial velocity of the star. We checked our interferometric dataset for the possible presence of a secondary component, by fitting a binary star model that takes the PIONIER closure phases into account. This fitting technique is very sensitive to the presence of companions, with a contrast exceeding 100:1 or more ([Absil et al. 2011](#); [Gallenne et al. 2013, 2014](#)), but we did not identify any companion of κ Pav. Our data allowed us to obtain an upper limit of 1% at 5σ on the flux ratio between the two components. This result has been derived from the longest observing sequence (about 3 hours of science and calibrators alternations), which allows reaching a good sensitivity and better uv coverage. Considering the low flux ratio limit, it is unlikely that the data used in the present study could have been biased by the presence of a companion.

The SPIPS code also allows us to consider a possible infrared excess in the fitting process, to track the possible presence of a circumstellar envelope. In the case of κ Pav we find an excess of 4.5 ± 0.5 % in the K band. However, it does not improve the quality of the fitting process significantly, so we prefer not to conclude anything about the presence of an actual excess. We nevertheless underline that a circumstellar envelope has been found by [Gallenne et al. \(2012\)](#), who identified an infrared excess of about 20% between $10 \mu\text{m}$ and $20 \mu\text{m}$.

5. Conclusion

We report the first observational measurement of the projection factor of the type-II Cepheid κ Pav. We combined the HST/FGS parallax from [Benedict et al. \(2011\)](#) with new interferometric observations from the VLTI/PIONIER instrument, and an extensive set of radial velocities and photometry. Because the period of the star shows unpredictable variations on relatively short timescales, a careful phase adjustment was required to phase the different observing epochs properly. We obtained a value of $p = 1.26 \pm 0.07$, which agrees with the Period- p -factor relation proposed by [Nardetto et al. \(2009\)](#) and with the empirical measurement obtained by [Pilecki et al. \(2013\)](#) in the LMC. It is also consistent with the p -factor measured by [Mérand et al. \(2005b\)](#) for δ Cep. Although the range of periods presently covered by observational p -factor measurements is still limited, our result points at a relatively weak dependence of the p -factor on the period, because short- and intermediate-period type-II and classical Cepheids likely share the same p -factor within $\approx 5\%$. Observational measurements of the p -factor are difficult, but also essential for the calibration of the distance scale. This factor is presently one of the most important fundamental limitations on the accuracy of the parallax of pulsation distances used to calibrate period-luminosity relationships of Cepheids. Radial velocity modulations (though not evident in the present case) can also lead to systematic errors, as discovered recently by [Anderson \(2014\)](#). Observational estimates of this parameter are also essential for constraining the p -factor models. The *Gaia* satellite is currently measuring accurate parallaxes for a large number of Galactic Cepheids. This will enable a thorough study of the dependence of the p -factor with period and other stellar param-

eters, and provide us with a solid, unbiased calibration of the parallax of pulsation technique.

Acknowledgements. The authors would like to thank Dr. George Wallerstein for his useful comments. We acknowledge financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. PK and AG acknowledge support of the French-Chilean exchange programme ECOS-Sud/CONICYT. AG acknowledges support from FONDECYT grant 3130361. LSz acknowledges support from the ESTEC Contract No. 4000106398/NL/KML. This research received the support of PHASE, the high angular resolution partnership between ONERA, the Observatoire de Paris, CNRS, and University Denis Diderot Paris 7. This research made use of the Jean-Marie Mariotti Center LITpro service co-developed by CRAL, LAOG, and FIZEAU, and the Jean-Marie Mariotti Center Aspro service³. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. PIONIER is funded by the Université Joseph Fourier (UJF), the Agence Nationale pour la Recherche (ANR-06-BLAN-0421 and ANR-10-BLAN-0505), and the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU PNP and PNPS). Its beam combiner is from IPAG and CEA-LETI based on CNES R&T funding.

References

- Absil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *A&A*, 535, A68
- Anderson, R. I. 2014, *A&A*, 566, L10
- Baade, W. 1926, *Astronomische Nachrichten*, 228, 359
- Balog, Z., Vinko, J., & Kaszas, G. 1997, *AJ*, 113, 1833
- Baranne, A., Queloz, D., Mayor, M., et al. 1996, *A&AS*, 119, 373
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2011, *AJ*, 142, 187
- Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 2285, 0
- Berdnikov, L. N. & Stevens, I. R. 2009, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7651, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Berger, J.-P., Zins, G., Lazareff, B., et al. 2010, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7734, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., & Gallenne, A. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 301, IAU Symposium, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 389–390
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Eddington, A. S. & Plakidis, S. 1929, *MNRAS*, 90, 65
- ESA, ed. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission
- Evans, N. R., Szabó, R., Drekas, A., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, *MNRAS*, 386, 2115
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Gallenne, A., Kervella, P., & Mérand, A. 2012, *A&A*, 538, A24
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2014, *A&A*, 561, L3
- Gallenne, A., Monnier, J. D., Mérand, A., et al. 2013, *A&A*, 552, A21
- Gieren, W., Storm, J., Nardetto, N., et al. 2013, in *IAU Symposium*, Vol. 289, IAU Symposium, ed. R. de Grijs, 138–144
- Groenewegen, M. A. T. 2007, *A&A*, 474, 975
- Groenewegen, M. A. T. 2013, *A&A*, 550, A70
- Hertzsprung, E. 1913, *Astronomische Nachrichten*, 196, 201
- Jacobsen, T. S. 1929, *Lick Observatory Bulletin*, 14, 60
- Kervella, P., Bond, H. E., Cracraft, M., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, *A&A*, 498, 425
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Kurucz, R. L. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8, 14
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Luck, R. E. & Bond, H. E. 1989, *ApJ*, 342, 476
- Matsunaga, N., Feast, M. W., & Menzies, J. W. 2009, *MNRAS*, 397, 933
- Mérand, A., Abuter, R., Aller-Carpentier, E., et al. 2014, *ArXiv e-prints*
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005a, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Kervella, P., Aufdenberg, J. P., & Gallenne, A. 2013, in *IAU Symposium*, Vol. 289, IAU Symposium, ed. R. de Grijs, 183–186
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2005b, *A&A*, 438, L9
- Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, *A&A*, 502, 951
- Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., & Gillet, D. 2007, *A&A*, 471, 661
- Nardetto, N., Storm, J., Gieren, W., Pietrzyński, G., & Poretti, E. 2014, in *IAU Symposium*, Vol. 301, IAU Symposium, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 145–148
- Neilson, H. R., Nardetto, N., Ngeow, C.-C., Fouqué, P., & Storm, J. 2012, *A&A*, 541, A134
- Ngeow, C.-C., Neilson, H. R., Nardetto, N., & Marengo, M. 2012, *A&A*, 543, A55
- Pepe, F., Mayor, M., Galland, F., et al. 2002, *A&A*, 388, 632
- Pilecki, B., Graczyk, D., Pietrzyński, G., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 953
- Planck Collaboration, Ade, P. A. R., Aghanim, N., et al. 2014, *A&A*, 566, A54
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 119
- Rodgers, A. W. & Bell, R. A. 1963, *MNRAS*, 125, 487
- Soszyński, I., Udalski, A., Szymański, M. K., et al. 2008, *Acta Astron.*, 58, 293
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, *A&A*, 534, A94
- Storm, J., Nardetto, N., Gieren, W., Fouqué, P., & Barnes, T. G. 2012, *Ap&SS*, 341, 115
- Suyu, S. H., Treu, T., Blandford, R. D., et al. 2012, *ArXiv e-prints*
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series
- ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, *ApJ*, 628, 453
- van Leeuwen, F., Evans, D. W., Grenon, M., et al. 1997, *A&A*, 323, L61
- Wallerstein, G. 2002, *PASP*, 114, 689
- Wallerstein, G., Jacobsen, T. S., Cottrell, P. L., Clark, M., & Albrow, M. 1992, *MNRAS*, 259, 474
- Walraven, J. H., Tinbergen, J., & Walraven, T. 1964, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 17, 520
- Weinberg, D. H., Mortonson, M. J., Eisenstein, D. J., et al. 2013, *Phys. Rep.*, 530, 87

³ Available at <http://www.jmmc.fr/aspro>

Chapitre 4

Étude d'un échantillon de Céphéides galactiques de distance connue

Sommaire

4.1	Importance de l'échantillon	130
4.1.1	Observations HST	130
4.1.2	Importance de l'étude de la relation $P-p$	130
4.2	Campagne d'observations interférométriques	132
4.2.1	Données PIONIER	132
4.2.2	Données CHARA	138
4.3	Application de SPIPS et résultats	139
4.3.1	Généralités	139
4.3.2	Résultats individuels	143
4.4	Application de SPIPS à la Céphéide galactique RS Pup	153
4.4.1	RS Pup et ses étonnantes caractéristiques	153
4.4.2	Observations interférométriques avec PIONIER	157
4.4.3	Application de SPIPS	157
4.5	Analyse groupée des résultats	162
4.5.1	Remarques générales	162
4.5.2	Analyse des p -facteurs calculés	162
4.6	Publication : Breitfelder et al. (2015), accepté pour publication dans le journal <i>A&A</i>	166

4.1 Importance de l'échantillon

4.1.1 Observations HST

Nous avons déjà démontré dans les chapitres précédents l'importance des mesures de parallaxes de Céphéides dans la problématique de l'échelle des distances et de la détermination de H_0 . Le satellite *Hipparcos* a mesuré la distance de toutes les Céphéides proches (ESA, 1997; Di Benedetto, 2002), mais la précision - de l'ordre de la milli-seconde d'angle pour les étoiles à moins de 1 kpc - n'est malheureusement pas suffisante pour une calibration de la méthode de Baade-Wesselink de l'ordre de quelques pourcents. Or il s'agit bien de l'objectif à atteindre pour que cette technique reste compétitive face à d'autres indicateurs primaires de distance. On notera que dans Riess et al. (2011), l'usage de distances de Céphéides mesurées par la méthode de Baade-Wesselink est écarté en raison de l'incertitude, en particulier celle du p -facteur.

Depuis les années 2000, l'astronome G. Fritz Benedict mène une campagne d'observations avec l'interféromètre à lumière blanche *FGS* (*Fine Guidance Sensor*) installé sur le mythique *Hubble Space Telescope*. La table 4.1 regroupe les caractéristiques principales des 10 Céphéides dont la parallaxe a été mesurée avec précision grâce à cet instrument. La parallaxe à 4% de δ Cep est la plus précise disponible à ce jour pour une Céphéide galactique classique (Benedict et al., 2002). Utilisée conjointement à une méthode de Baade-Wesselink, elle a permis de mesurer précisément le p -facteur de l'étoile : $p = 1.273 \pm 0.027_{\text{stat}} \pm 0.052_{\text{sys}}$ (Mérand et al., 2005b). La précision moyenne pour les 9 autres Céphéides dont les parallaxes ont été publiées quelques années plus tard est de 8%; elles vont de 5% pour l'étoile β Dor à 13% pour Y Sgr (Benedict et al., 2007). Dans ces erreurs, il est difficile d'estimer la part liée aux systématiques de mesure, il n'est donc pas trivial de savoir si les erreurs sont corrélées entre elles ou non, et donc si elles peuvent être moyennées lors d'une étude statistique de l'échantillon. Nous reviendrons sur ce point en fin de chapitre. La table 4.1 regroupe également les parallaxes mesurées par le satellite *Hipparcos* (présentant une erreur relative moyenne de 38% pour les étoiles listées dans la table) et les parallaxes *Hipparcos* révisées par van Leeuwen (2007) (présentant une erreur relative moyenne de 26% pour les étoiles listées dans la table). Cette comparaison montre l'importance des parallaxes *HST*, qui sont actuellement les meilleures mesures dont on dispose pour une étude du p -facteur (tout du moins, en attendant l'arrivée des résultats de la mission *Gaia*). Cet échantillon d'étoiles a d'ailleurs été repris par plusieurs auteurs dans cette optique, citons par exemple Storm et al. (2011) ou Groenewegen (2013). Au vu de la table 4.1 on notera que FF Aql est la seule étoile pour laquelle les parallaxes *HST* et *Hipparcos* sont en désaccord, et ce malgré l'incertitude relativement grande. En fait, cette étoile requiert de prendre en compte les perturbations astrométriques liées au compagnon, ce qui complexifie le calcul et pourrait être la raison d'une telle différence (Benedict et al., 2007).

TABLE 4.1 – Liste des Céphéides galactiques classiques ayant une parallaxe *HST* mesurée, et certaines caractéristiques générales. À titre de comparaison la table liste également les parallaxes *Hipparcos* (*H*) et les parallaxes *Hipparcos* révisées de van Leeuwen (2007) (*H2*). Références : (a) Benedict et al. (2007) ; (b) Benedict et al. (2002) ; (c) Breielfelder et al. (2015) ; (d) ESA (1997) ; (e) Solutions *Hipparcos* révisées de van Leeuwen (2007).

Nom	P (jours)	m_V	$\pi_{HST} \pm \sigma_{\pi_{HST}}$ (mas)	$\pi_H \pm \sigma_{\pi_H}$ (mas)	$\pi_{H2} \pm \sigma_{\pi_{H2}}$ (mas)
ℓ Car	35.551 ^c	3.732 ^a	2.01 ± 0.20^a	2.16 ± 0.47^d	2.09 ± 0.29^e
ζ Gem	10.149 ^c	3.911 ^a	2.78 ± 0.18^a	2.79 ± 0.81^d	2.37 ± 0.30^e
β Dor	9.842 ^c	3.751 ^a	3.14 ± 0.16^a	3.14 ± 0.59^d	3.24 ± 0.36^e
W Sgr	7.595 ^c	4.667 ^a	2.28 ± 0.20^a	1.57 ± 0.93^d	3.75 ± 1.12^e
X Sgr	7.012 ^c	4.556 ^a	3.00 ± 0.18^a	3.03 ± 0.94^d	3.31 ± 0.26^e
Y Sgr	5.773 ^c	5.743 ^a	2.13 ± 0.29^a	2.52 ± 0.93^d	2.64 ± 0.45^e
δ Cep	5.366 ^b	3.960 ^b	3.66 ± 0.15^b	3.32 ± 0.58^d	3.77 ± 0.16^e
FF Aql	4.470 ^c	5.372 ^a	2.81 ± 0.18^a	1.32 ± 0.72^d	2.11 ± 0.33^e
T Vul	4.435 ^c	5.752 ^a	1.90 ± 0.23^a	1.95 ± 0.60^d	2.71 ± 0.43^e
RT Aur	3.728 ^c	5.464 ^a	2.40 ± 0.19^a	2.09 ± 0.89^d	-1.10 ± 1.41^e

4.1.2 Importance de l'étude de la relation P-p

La mesure du p -facteur de tout l'échantillon de Benedict et al. (2007) va nous permettre d'étudier sa variation en fonction de la période de pulsation. De nombreux modèles prédisent une relation entre les deux paramètres : en effet, plus les étoiles ont des longues périodes plus elles sont massives et moins elles sont chaudes. Or, la dépendance entre la période et la température implique une dépendance entre la période et le coefficient d'assombrissement centre-bord, et donc le p -facteur. Ces relations nécessitent cependant d'être complétées par des valeurs observationnelles, qui les confirmeront ou - le cas échéant - révéleront une lacune dans notre compréhension du fonctionnement des Céphéides et/ou dans le développement des modèles d'atmosphère.

Outre le fait qu'elle permettra de mieux contraindre les modèles, l'étude observationnelle de la relation Période- p -facteur est indispensable pour fournir une meilleure calibration de la physique incluse dans la méthode de Baade-Wesselink. L'approche observationnelle permet de fait de s'abroger d'une étude "décomposée" du p -facteur, la valeur obtenue intégrant indifféremment tous les effets de projection et de physique de l'atmosphère, la méthode utilisée pour mesurer les vitesses radiales ainsi que d'éventuels autres biais de la méthode. Notre but est donc de fournir une valeur *ad hoc* de p , spécifiquement adaptée à la méthode SPIPS et qui nous permettra de généraliser cette méthode à la mesure de distances dans d'autres galaxies. L'étude menée dans le présent chapitre a fait l'objet d'un article accepté pour publication dans la revue *A&A* (Breielfelder et al. 2015), et présenté en fin de chapitre.

4.2 Campagne d'observations interférométriques

4.2.1 Données PIONIER

Observations, réduction et calcul des diamètres

En vue d'une application de SPIPS aux Céphéides de l'échantillon, nous avons inclus certaines d'entre elles dans notre campagne d'observations interférométriques, à la fois au VLTI et à l'Observatoire du Mont Wilson, en Californie. À Paranal nous avons pu observer cinq des neuf Céphéides avec l'instrument PIONIER : ℓ Car, ζ Gem, β Dor, W Sgr et X Sgr. Le calendrier des observations et la liste des étoiles de calibration utilisées sont donnés respectivement dans les tables 1 et 3 de mon papier présenté à la fin du présent chapitre, et accepté pour publication dans la revue *A&A*. Entre Avril et Août 2014 (Période ESO 93) les observations ont été réalisées en utilisant la configuration la plus grande offerte qui était A1-G1-K0-J3, et avec le mode de dispersion spectrale SMALL (3 canaux spectraux en bande H : $1.59 \mu\text{m}$, $1.67 \mu\text{m}$, et $1.76 \mu\text{m}$). En Janvier 2015, les observations ont été réalisées avec la configuration légèrement plus compacte A1-G1-K0-I1 car des travaux étaient en cours près de la station J3. Fin Février nous avons pu revenir sur le grand quadruplet A1-G1-K0-J3. Toutes les observations de 2015 (Période ESO 94) ont été réalisées en mode spectral GRISM (6 canaux spectraux en bande H : $1.53 \mu\text{m}$, $1.58 \mu\text{m}$, $1.63 \mu\text{m}$, $1.68 \mu\text{m}$, $1.73 \mu\text{m}$, et $1.78 \mu\text{m}$).

Les données brutes ont été réduites grâce au `pndrs` (*PIONIER data reduction software*, [Le Bouquin et al. \(2011\)](#)), et les courbes de visibilité obtenues sont présentées en figure 4.1. Les diamètres maximum et minimum auxquels nous avons observé sont mis en évidence (données vertes et oranges, et modèles en traits pointillés). Nous avons pu obtenir pour la plupart des étoiles une bonne couverture en phase, ce qui est important pour avoir une bonne estimation de l'amplitude de variation du diamètre, une donnée cruciale pour le calcul du p -facteur. Seul le maximum de ζ Gem n'est pas couvert par les observations. Cette étoile dispose cependant de nombreuses données publiées que l'on va également utiliser. Les observations de ℓ Car sont également très incomplètes. Cependant, cette étoile a fait l'objet d'un programme d'observations dédié (ID 094.D-0584) dont le PI (Richard I. Anderson) nous a aimablement permis d'utiliser - et de publier - les données. Ce programme avait pour but de détecter d'éventuelles variations d'amplitude cycle-à-cycle, comme celles observées dans les vitesses radiales de l'étoile ([Anderson, 2014](#)). Cette étude fait l'objet d'un papier en cours de publication, Anderson et al. 2015 (*accepté*), dont je suis co-auteur pour avoir participé activement aux observations. Celles-ci ont permis de mettre en évidence une différence significative (à 17.5σ) de $18 \pm 1 \mu\text{as}$! Il s'agit de la première mise en évidence d'un tel phénomène, et d'une prouesse de mesure. Pour arriver à un tel résultat, ℓ Car a été observée très densément autour du maximum et du minimum de diamètre, durant environ 5 heures par nuit. On peut voir en figure 4.1 la densité impressionnante des données (surtout autour du maximum et du minimum de diamètre, la Céphéide ayant été peu observée dans les phases intermédiaires), permettant d'atteindre une excellente précision statistique. Ce résultat est très intéressant, car il montre que la modulation d'amplitude observée dans la courbe de vitesse radiale ne découle pas d'un phénomène atmosphérique (comme la propagation d'une

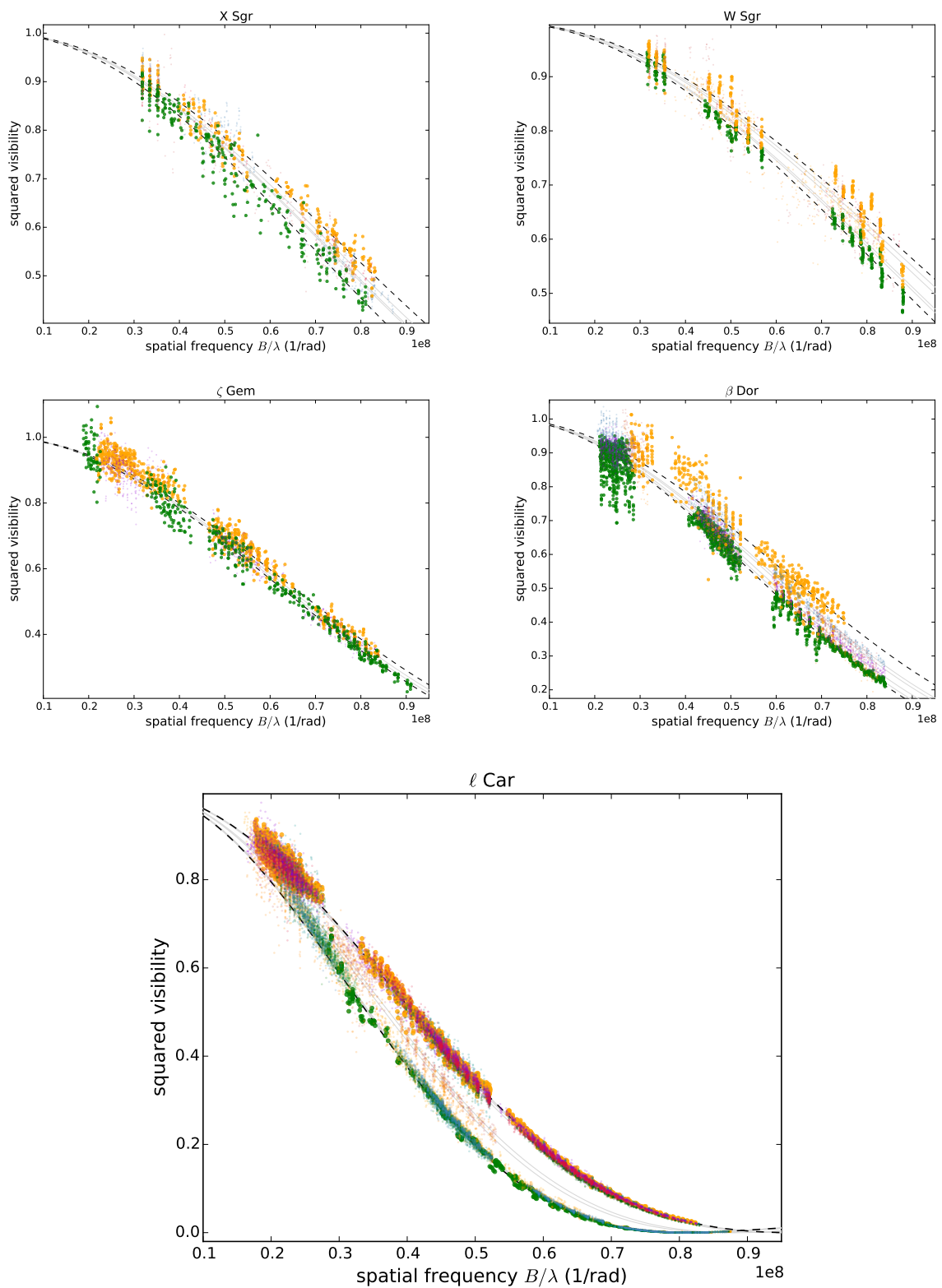


FIGURE 4.1 – Visibilités carrées mesurées avec PIONIER. Les diamètres maximum (en vert) et minimum (en orange) sont mis en évidence. Toutes les données sont ajustées par un modèle de disque uniforme (représenté en traits pointillés pour les extrema et en gris pour les diamètres intermédiaires). Les barres d'erreur ne sont pas représentées par soucis de clareté.

ou plusieurs onde(s) de choc), mais serait plutôt liée au mécanisme de pulsation en lui-même.

Les diamètres angulaires ont tous été calculés grâce à l'ajustement d'un modèle de disque uniforme avec le logiciel LITPro¹ (Tallon-Bosc et al., 2008), et les résultats sont regroupés dans la table 4.2. On peut voir que les χ^2 résultants de l'ajustement d'un modèle de disque uniforme sur les données de ℓ Car sont presque de deux ordres de grandeur plus petits que pour les autres observations. Dans la table, les diamètres de disque assombri sont également précisés. Les coefficients θ_{UD}/θ_{LD} sont calculés de façon interne par le code SPIPS. À la longueur d'onde des observations de PIONIER (environ 1.67 μm), ils valent : pour X Sgr, 0.976 ; pour W Sgr, 0.977 ; pour β Dor, 0.976 ; pour ζ Gem, 0.978 ; et pour ℓ Car, 0.975.

TABLE 4.2 – Diamètres mesurés avec PIONIER. On précise la date des observations, la phase de pulsation correspondante, l'intervalle des bases utilisées, les diamètres UD (et LD) et leurs erreurs, ainsi que le χ^2 résultant de l'ajustement de diamètre UD avec LITPro.

MJD	Base (m)	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (mas)	χ^2	θ_{LD}
<i>X Sgr</i>					
56867.1442	56.76 - 139.97	0.49	$1.3428 \pm 0.0025 \pm 0.0595$	2.85	1.374
56869.1692	56.76 - 139.97	0.78	$1.2791 \pm 0.0031 \pm 0.0170$	1.18	1.309
56871.1730	56.76 - 139.97	0.07	$1.3185 \pm 0.0034 \pm 0.0170$	1.07	1.349
56874.1975	56.76 - 139.97	0.50	$1.3507 \pm 0.0125 \pm 0.0170$	2.56	1.382
56894.1539	56.76 - 139.97	0.34	$1.4098 \pm 0.0033 \pm 0.0170$	1.11	1.443
<i>W Sgr</i>					
56867.0798	56.76 - 139.97	0.53	$1.1978 \pm 0.0018 \pm 0.0170$	1.34	1.224
56869.0861	56.76 - 139.97	0.79	$1.0778 \pm 0.0036 \pm 0.0170$	2.80	1.102
56871.1161	56.76 - 139.97	0.06	$1.0995 \pm 0.0036 \pm 0.0170$	0.91	1.124
56874.1477	56.76 - 139.97	0.46	$1.1606 \pm 0.0044 \pm 0.0170$	2.45	1.186
56894.1044	56.76 - 139.97	0.09	$1.1184 \pm 0.0021 \pm 0.0170$	0.82	1.143
56889.1339	56.76 - 139.97	0.43	$1.1711 \pm 0.0047 \pm 0.0170$	1.02	1.197
<i>ζ Gem</i>					
57038.2455	46.64 - 129.08	0.73	$1.5372 \pm 0.0025 \pm 0.0425$	1.97	1.576
57039.2786	46.64 - 129.08	0.83	$1.5871 \pm 0.0029 \pm 0.0425$	2.01	1.627
57071.1621	56.76 - 139.97	0.97	$1.6047 \pm 0.0020 \pm 0.0690$	1.17	1.645
57067.1395	56.76 - 139.97	0.57	$1.5660 \pm 0.0020 \pm 0.0425$	0.99	1.606
Suite à la page suivante...					

1. <http://www.jmmc.fr/litpro>

...Suite de la page précédente					
MJD	Base (m)	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (mas)	χ^2	θ_{LD}
<i>β Dor</i>					
57036.0889	46.64 - 129.08	0.91	$1.6857 \pm 0.0016 \pm 0.0120$	2.41	1.727
57037.0627	46.64 - 129.08	0.01	$1.7584 \pm 0.0012 \pm 0.0120$	1.21	1.801
57038.0605	46.64 - 129.08	0.11	$1.8160 \pm 0.0010 \pm 0.0120$	2.98	1.860
57071.0192	56.76 - 139.97	0.46	$1.7939 \pm 0.0020 \pm 0.0120$	1.03	1.838
57074.0888	56.76 - 139.97	0.77	$1.6022 \pm 0.0040 \pm 0.0120$	1.78	1.641
57067.0280	56.76 - 139.97	0.05	$1.7098 \pm 0.0020 \pm 0.0120$	2.43	1.751
<i>ℓ Car</i>					
56750.0604	56.76 - 139.97	0.41	$3.1059 \pm 0.0032 \pm 0.0990$	5.88	3.182
56752.1463	56.76 - 139.97	0.47	$3.0803 \pm 0.0028 \pm 0.0575$	6.76	3.156
56785.0895	56.76 - 139.97	0.40	$3.1143 \pm 0.0017 \pm 0.0575$	3.97	3.191
57049.2983	46.64 - 129.08	0.83	$2.6383 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03	2.703
57050.2604	46.64 - 129.08	0.85	$2.6009 \pm 0.0009 \pm 0.0160$	0.04	2.665
57051.3043	46.64 - 129.08	0.88	$2.5999 \pm 0.0004 \pm 0.0160$	0.03	2.664
57052.3017	46.64 - 129.08	0.91	$2.6038 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.02	2.668
57053.3081	46.64 - 129.08	0.94	$2.6156 \pm 0.0004 \pm 0.0160$	0.02	2.680
57058.3484	41.03 - 82.48	0.08	$2.8430 \pm 0.0025 \pm 0.0160$	0.05	2.913
57059.3568	41.03 - 82.48	0.11	$2.8913 \pm 0.0035 \pm 0.0160$	0.05	2.962
57066.1018	56.76 - 139.97	0.30	$3.0929 \pm 0.0002 \pm 0.0160$	0.02	3.169
57068.2169	56.76 - 139.97	0.36	$3.1117 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03	3.188
57069.1280	56.76 - 139.97	0.39	$3.1089 \pm 0.0002 \pm 0.0160$	0.03	3.185
57070.1479	56.76 - 139.97	0.41	$3.1104 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03	3.187
57072.1099	56.76 - 139.97	0.47	$3.0888 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03	3.165

Recherche de compagnon avec CANDID

Nous avons révisé toutes les données PIONIER grâce au code CANDID² (Gallenne et al., 2015b) développé par Antoine Mérand et Alexandre Gallenne. La plupart des données (nous avons utilisé à la fois les visibilités et les clôtures de phase) n'ont pas permis de révéler la présence d'un compagnon proche (à une séparation inférieure à 50 mas), aucun compagnon n'ayant été détecté à plus de 5σ . À ce niveau, on peut considérer sans trop de danger que l'on a affaire à de fausses détections, ce qui est facilité par la faible quantité de données utilisées. Pour les non-détections, le code CANDID intègre un outils permettant de calculer la limite de détection à 3σ sur le rapport de flux, basé sur l'injection analytique d'un faux compagnon. Cela permet malgré tout de donner une limite supérieure sur le type spectral

2. <https://github.com/amerand/CANDID>

TABLE 4.3 – Limites de détection obtenues avec le code CANDID, dans le cas des non-détections ($n_\sigma < 5$). À la fois les visibilitées et les clôtures de phase ont été utilisées. Le nombre de mesures de V^2 et de clôtures (CP) est précisé pour donner une idée de la pertinence des résultats obtenus.

Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}, n_{CP}	Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}, n_{CP}
<i>X Sgr</i>				<i>β Dor</i>			
2014-07-28	2.41	2.42	450, 300	2015-01-13	0.80	1.75	1296, 864
2014-07-30	2.30	2.83	270, 240	2015-01-14	0.57	1.87	1476, 984
2014-08-01	2.94	3.05	300, 240	2015-01-15	0.57	3.59	1512, 1008
2014-08-04	5.10	1.50	135, 120	2015-02-17	1.53	1.46	540, 360
2014-08-24	5.88	1.44	270, 180	2015-02-20	3.08	2.75	504, 324
<i>W Sgr</i>				<i>ζ Gem</i>			
2014-08-01	2.27	3.99	144, 96	2015-01-15	1.72	3.38	720, 480
2014-08-04	4.26	1.11	295, 240	2015-01-16	1.02	2.39	700, 480
2014-08-19	1.80	4.08	270, 120	2015-02-13	5.40	3.11	72, 54
2014-08-24	1.22	1.30	360, 240	2015-02-17	1.09	1.62	450, 294

d'un éventuel compagnon, une information tout de même pertinente. Les résultats obtenus (le n_σ de la (non-)détection et la limite de détection à 3σ , $f_{3\sigma}$) sont donnés dans la table 5.3. On y précise également le nombre de données utilisées. Il faut rappeler que les données n'ont pas été réalisées dans le but d'une recherche de compagnon faible. Une telle étude requiert de disposer d'un plus grand nombre de clôtures de phase, c'est pourquoi les limites de détection que nous calculons ici ne sont pas très contraignantes. On peut tout de même conclure de cette étude que nos données interférométriques ne sont probablement pas biaisées par la présence d'un compagnon. Cette étude avec CANDID n'inclut pas l'étoile ℓ Car, car les observations réalisées dans le cadre de mon programme PIONIER sont de trop mauvaise qualité. Notons cependant qu'aucun compagnon n'a été détecté dans les données de très bonne qualité de Richard Anderson.

Les données ont malgré tout révélé 3 cas un peu plus ambigus qui méritent d'être détaillés. Les données de W Sgr du 28 Juillet 2014 ($n_{V^2} = 360$ et $n_{CP} = 240$) révèlent une détection plutôt significative à $n_\sigma = 22.18$. Le compagnon détecté se trouve à $\delta x = 5.05 \pm 0.04$ mas et $\delta y = -2.61 \pm 0.02$ mas de la Céphéide, et le rapport de flux est de $f = 0.01 \pm 5.68 \times 10^{-4}$. Ce résultat semble être plutôt cohérent avec un résultat obtenu pour la nuit du 30 Juillet ($n_{V^2} = 270$ et $n_{CP} = 180$). À cette date il y a deux détections notables. La détection de χ^2 le plus bas est à $n_\sigma = 18.95$ (position : $\delta x = 0.37 \pm 0.01$ mas et $\delta y = 0.55 \pm 0.01$ mas ; rapport de flux : $f = 0.01 \pm 5.65 \times 10^{-4}$). La seconde détection est à $n_\sigma = 6.35$. C'est une détection moins évidente que la première, mais elle donne cependant des résultats semblables à la détection du 28 : $\delta x = 0.46 \pm 0.06$ mas, $\delta y = -0.21 \pm 0.05$ mas, et $f = 0.01 \pm 7.90 \times 10^{-4}$. Pour les deux nuits, les cartes de χ^2 et de n_σ sont montrées en figure 4.2. Ces résultats ne

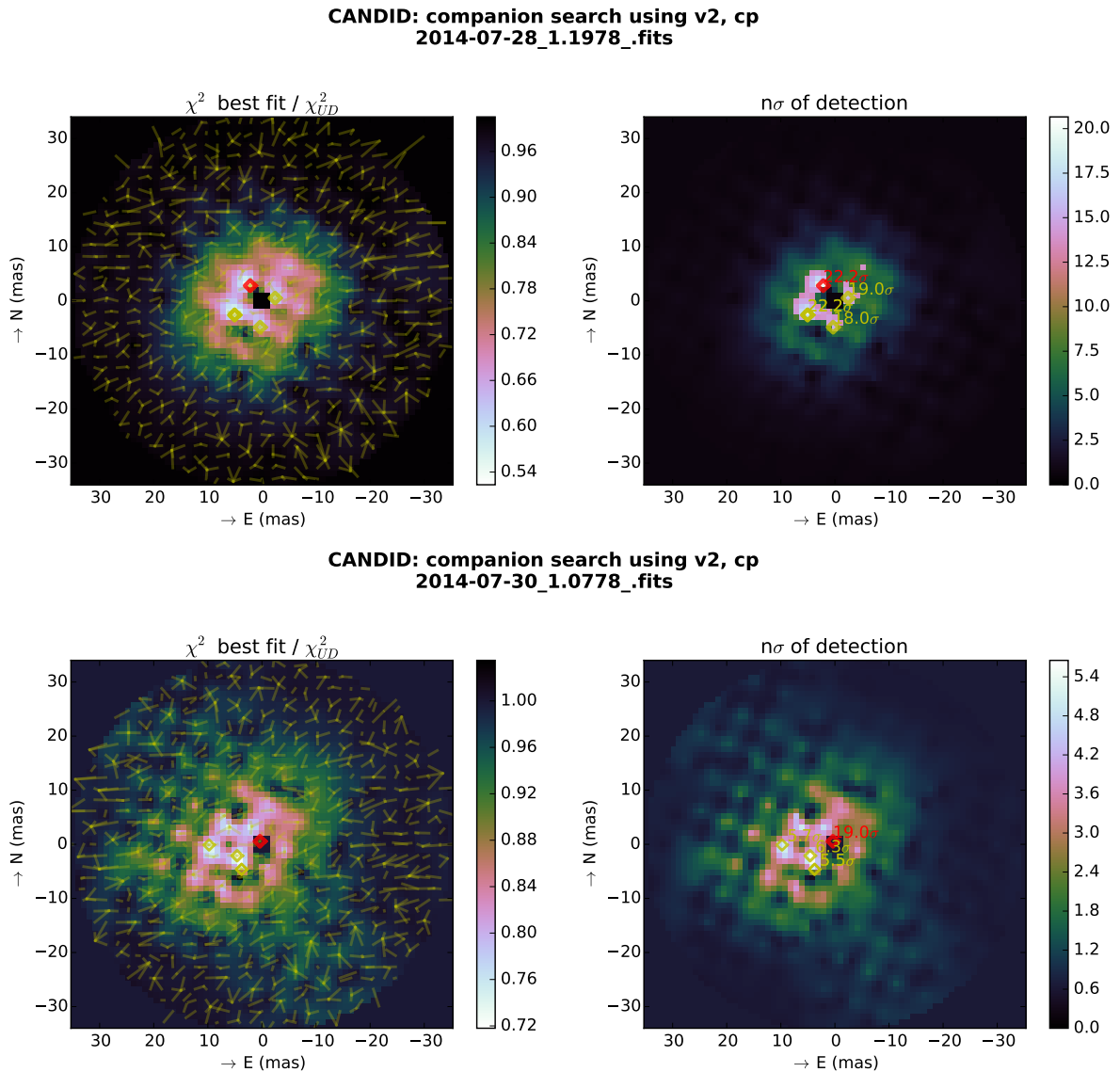


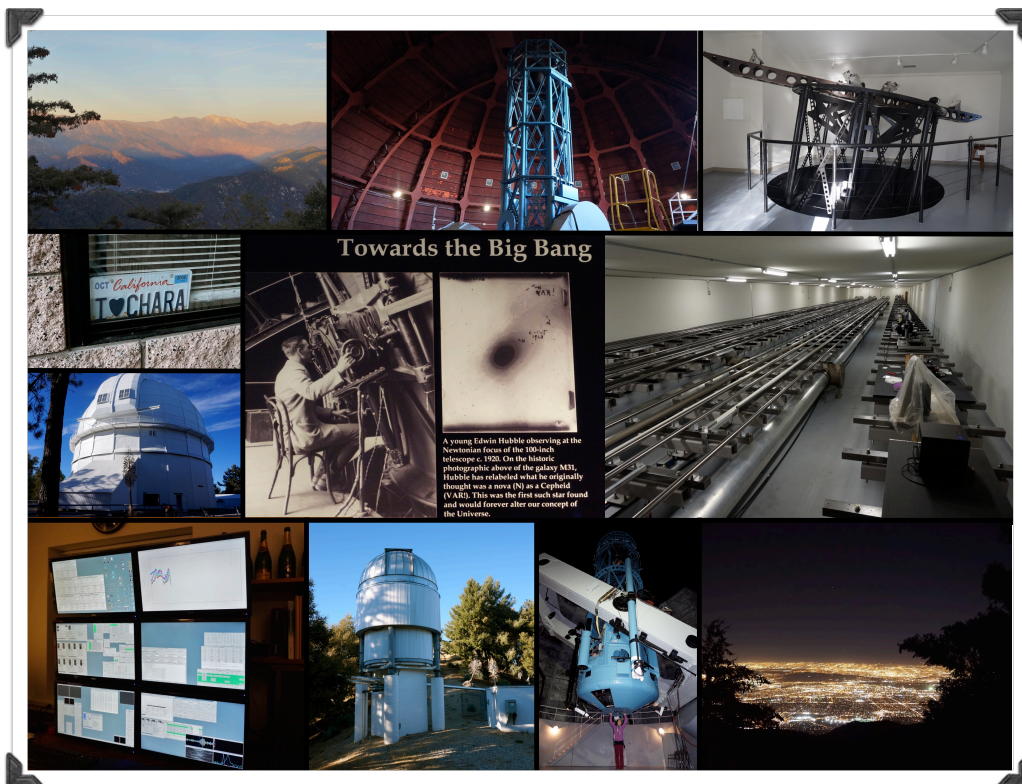
FIGURE 4.2 – Cartes de χ^2 et de n_σ obtenues avec CANDID pour les nuits du 28 et du 30 Juillet 2014.

permettent pas de conclure quant à la présence avérée d'un compagnon, mais les observations mériteraient d'être complétées pour éventuellement confirmer la détection.

Les données de β Dor du 13 Février 2015 ($n_{V2} = 360$ et $n_{CP} = 120$) donnent également une détection à $n_\sigma = 16.87$. Cependant au vu de la qualité des données il s'agirait plutôt d'un artefact. En effet, la courbe de visibilité est très incomplète (seulement trois télescopes utilisés). De plus, si je ne considère que les clôtures de phase, la détection disparaît (n_σ tombe alors à 1.98). Cette détection ne demande donc *a priori* pas plus d'investigations.

4.2.2 Données CHARA

Au cours de ma thèse j'ai également eu l'occasion de faire trois *runs* d'observations avec l'interféromètre CHARA, à l'observatoire du Mont Wilson en Californie. Pour la première campagne d'observations à laquelle j'ai participé (**PI** : P. Kervella), j'ai eu la chance de pouvoir me rendre sur place et découvrir ce lieu mythique, ce qui fut pour moi une expérience très enrichissante! Les observations n'ont cependant pas été concluantes. En effet, l'instrument que nous utilisions (FLUOR) venait d'être mis à jour et ne fonctionnait pas comme prévu. Pour ne pas perdre le temps de télescope, nous avons donc décidé d'observer les étoiles d'un autre programme. Durant les deux campagnes suivantes (**PI** : J. Breielfelder) nous avons décidé d'observer avec l'instrument CLASSIC, d'une sensibilité légèrement moins grande. Nous avons pu récolter plusieurs mesures de diamètres en bande *K* pour les étoiles suivantes : Y Oph, FF Aql, TT Aql, U Aql, U Vul, S Vul, SV Vul, S Sge, X Cyg, T Vul, V636 Cas, V440 Per et SU Cas. Malheureusement ces données n'ont pas encore été réduites - mais le seront prochainement. Il n'est donc pas possible d'en dire beaucoup plus pour le moment. De fait, nous ne savons pas non plus quelle qualité générale et précision sera obtenue car nous ne sommes que peu familiers à l'utilisation de CLASSIC.



4.3 Application de SPIPS et résultats

4.3.1 Généralités

Les données interférométriques ont été complétées par un grand nombre de vitesses radiales, magnitudes et couleurs collectées dans la littérature, dont la liste est donnée en table 4 du papier soumis. Par soucis d'homogénéité, si un jeu de données n'a pas été utilisé pour une étoile il a été écarté pour toutes les autres. En particulier, j'ai décidé de ne pas inclure dans mon étude les données en bandes R et I , car dans ces longueurs d'onde l'efficacité quantitative des détecteurs est généralement incertaine, ce qui peut se traduire par une mauvaise calibration de la bande passante (de l'ensemble filtre + détecteur). Comme nous l'avons déjà mentionné, ces bandes ne sont pas celles qui contiennent le plus d'information. La température, le rougissement et éventuellement la présence d'un compagnon sont plutôt visibles dans les bandes B et V , alors que l'infrarouge renseigne principalement sur la présence d'une enveloppe. Pour prendre en compte d'éventuelles systématiques de mesure liées à l'usage simultané de données issues de différents instruments, j'ai ajouté aux erreurs données dans la littérature une incertitude de 0.02 magnitudes. La photométrie (*via* la température effective) est ajustée par des séries de Fourier. Pour toutes les étoiles j'ai également pris en compte un excès en bande K et en bande H pour déceler la présence éventuelle d'une enveloppe.

Par soucis d'homogénéité j'ai ajusté les vitesses radiales de chaque étoile avec la même méthode : des fonctions de splines à noeuds semi-fixes. Pour T Vul, Y Sgr, β Dor et ζ Gem j'ai corrigé les différents jeux de données de leurs vitesses moyennes, ce qui permet de s'abroger de certaines systématiques, et éventuellement de la présence d'un compagnon non détecté. Le calcul de la vitesse moyenne a été effectué en ajustant chaque jeu de données avec le même modèle, celui-ci étant au départ déterminé grâce au jeu de données comportant le plus de points, permettant une première soustraction "grossières" des vitesses moyennes ; puis affiné en prenant en compte toutes les données. La table 4.3 liste les vitesses moyennes déduites. Il est important de souligner que ces différentes vitesses ne peuvent pas être associées directement à un glissement de la vitesse γ - c'est-à-dire la vitesse globale de déplacement de l'étoile - car la vitesse mesurée ici inclue également des systématiques de mesure. On peut relever les décalages suivants :

- La différence entre [Bersier et al. \(1994b\)](#) (point-zéro de CORAVEL) et [Kiss \(1998\)](#) (standard IAU) est de 0.23 ± 0.04 km/s pour T Vul et de 0.66 ± 0.16 km/s pour ζ Gem. [Bersier et al. \(1994b\)](#) précise que $V_{\text{CORAVEL}} + 0.4 \text{ km/s} = V_{\text{IAU}}$. Les décalages calculés ici ne sont pas significativement éloignés de cette valeur.
- La différence entre [Bersier \(2002\)](#) (point-zéro de CORAVEL) et [Nardetto et al. \(2009a\)](#) (standard IAU) est de 1.79 ± 0.04 km/s pour Y Sgr et de 0.13 ± 0.05 km/s pour β Dor. Ici, la différence trouvée pour Y Sgr est significativement éloignée de 0.4 km/s. De fait, la présence d'un compagnon de longue période orbitale (>10000 ans) a été suggérée par différents auteurs ([Szabados, 1989](#); [Bersier, 2002](#)).

TABLE 4.4 – Vitesses moyennes des différents jeux de données utilisés pour T Vul, Y Sgr, β Dor et ζ Gem.

Référence	$V_{\text{mean}} \pm \sigma_{\text{stat}}$ (km/s)			
	<i>T Vul</i>	<i>Y Sgr</i>	β <i>Dor</i>	ζ <i>Gem</i>
Barnes et al. (2005)	-0.98 ± 0.03	-	-	-
Bersier et al. (1994b)	-2.66 ± 0.03	-	-	5.93 ± 0.08
Bersier (2002)	-	-3.59 ± 0.04	8.63 ± 0.03	-
Gorunya et al. (1998)	-	-	-	5.51 ± 0.03
Kiss (1998)	-0.75 ± 0.03	-	-	6.60 ± 0.13
Nardetto et al. (2009a)	-	-1.79 ± 0.02	8.76 ± 0.04	6.47 ± 0.04
Petterson et al. (2005)	-	-	9.58 ± 0.12	-
Storm et al. (2011)	-	-2.55 ± 0.03	-	7.36 ± 0.01

- La différence entre [Nardetto et al. \(2009a\)](#) (standard IAU) et [Storm et al. \(2011\)](#) (point-zéro de STELLA) est de 0.76 ± 0.03 km/s pour Y Sgr et de 0.88 ± 0.04 km/s pour ζ Gem. [Storm et al. \(2011\)](#) précise que $V_{\text{STELLA}} + 0.503$ km/s = V_{CORAVEL} . Si l'on ajoute à ça le décalage entre CORAVEL et le standard IAU, il n'est pas surprenant d'obtenir une différence de l'ordre de ~ 1 km/s entre ces deux jeux de données.

La figure 4.3 montre les courbes de vitesses radiales obtenues avant et après avoir appliqué la correction. La réduction de la dispersion des données est assez évidente dans la plupart des cas, ce qui montre l'intérêt de l'opération. En effet, une dispersion trop grande des données peut se traduire par une mauvaise estimation de l'amplitude de variation lors de l'ajustement avec SPIPS. J'ai ajouté à toutes les données une incertitude optimiste de 300 m/s visant à prendre en compte les systématiques de mesure.

Pour toutes les étoiles j'ai ajusté une période glissante décrite par des paramètres P et dP/dt et j'ai fixé la distance à celle de [Benedict et al. \(2007\)](#). Les résultats sont regroupés dans la table 7 et les éphémérides dans la table 6 du papier *A&A*. Les erreurs statistiques sont données directement par SPIPS, qui fait une propagation des erreurs pour tenir compte des corrélations entre paramètres. Les erreurs systématiques sont principalement calculées de sorte à tenir compte de l'erreur sur la parallaxe *HST*. Pour la température et le rougissement, l'erreur statistique donnée par *SPIPS* est très petite (ce qui prouve la robustesse de l'ajustement), mais du coup pas forcément réaliste. Dans l'idée de donner une barre d'erreur moins optimiste, des incertitudes systématiques sur la température et le rougissement ont été déterminées grâce à la méthode du "*jackknife*", que nous avons appliquée aux données photométriques de l'étoile δ Cep, étudiée en détails dans [Mérand et al. \(2005b\)](#) et [Mérand et al. \(2015\)](#). Cette méthode permet d'aboutir à des erreurs de 0.016 sur le E(B-V) et de 50 K sur la température effective, erreurs que nous allons appliquer à toutes les étoiles étudiées dans le présent chapitre. Une première méthode avait été utilisée initialement : pour déterminer une incertitude sur les T_{eff} je partais de la loi de Stefan-Boltzman, et pour le rougissement je me servais des relations de [Flower \(1996\)](#) et [Torres \(2010\)](#) et du convertisseur

couleur-température disponible à l'adresse http://www.uni.edu/morgans/stars/b_v.html. De fait, il s'agit de la méthode que nous avons employée dans notre étude de κ Pav. Cependant, l'erreur systématique est uniquement due aux modèles et cela n'était pas pris en compte dans cette approche ; c'est pourquoi nous avons finalement décidé de nous baser sur la technique du *jackknife* appliquée aux données de δ Cep. L'erreur systématique sur les diamètres PIONIER correspond à l'erreur moyenne sur les diamètres des étoiles de calibration. Pour les autres étoiles, l'erreur systématique sur le diamètre a été fixée à 2% (Kervella et al., 2004a). Pour donner un poids équivalent aux différentes observables (vitesses radiales, interférométrie, photométrie IR et optique) dans l'ajustement, nous multiplions toutes les barres d'erreurs par un facteur inversement proportionnel au nombre de points contenu dans chaque groupe d'observables.

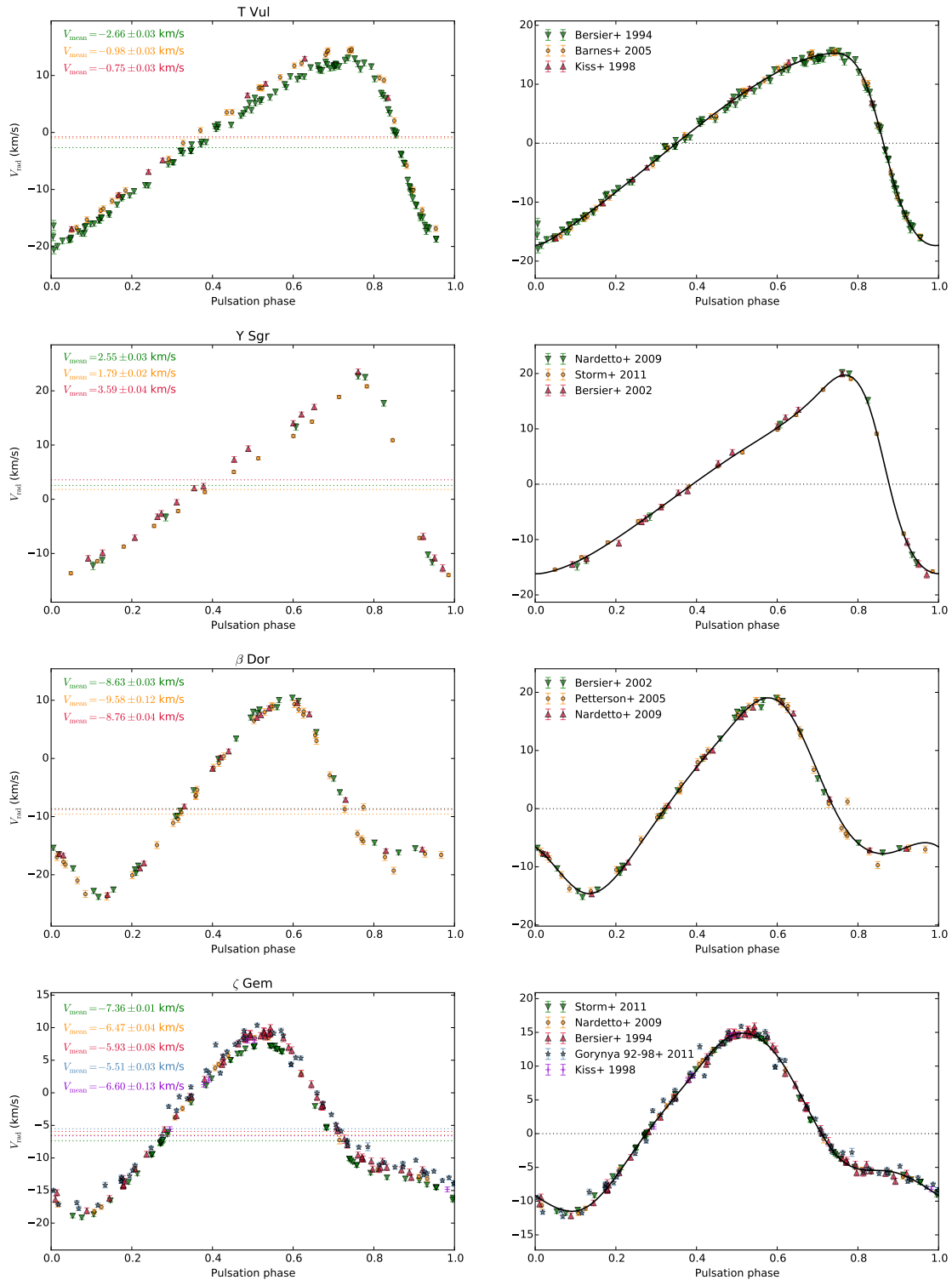


FIGURE 4.3 – Correction de la vitesse moyenne des différents jeux de données de vitesse radiale pour les Céphéides T Vul, Y Sgr, β Dor et ζ Gem. Si le changement n'est pas évident pour β Dor, la réduction de la dispersion est évidente pour les autres étoiles.

4.3.2 Résultats individuels

RT Aur

RT Aurigae est une Céphéide pulsant sur une courte période de seulement 3.7 jours et se trouvant à environ 417 pc de la Terre dans la constellation du Cocher. Je n'ai pas rencontré de problème particulier pour appliquer SPIPS à cette étoile. Les données, étalées sur 36 ans, ont permis de mesurer un glissement de période dP/dt de 0.124 ± 0.036 s/ans. Une variation plus importante de 0.852 s/an avait été reportée par [Evans et al. \(2015\)](#) grâce au diagramme O-C réalisé avec des données photométriques récentes du satellite *MOST* (qui ont par ailleurs révélé un degré élevé de reproductibilité des cycles en terme d'amplitude de la pulsation), et des données de la littérature étalées sur plusieurs décennies. [Turner et al. \(2007\)](#) avait publié un diagramme O-C similaire et abouti à une valeur en accord statistique avec la nôtre, $dP/dt = 0.082 \pm 0.012$ s/an (On notera que le facteur 10 séparant les deux valeurs citées est surprenant car beaucoup de données en commun ont été utilisées dans les deux publications, il s'agit donc probablement d'une erreur dans le texte). Les résidus du diagramme O-C forment un signal en "vagues", interprété comme un effet de retard de la lumière dû à un compagnon sur une longue orbite, et qui produirait des changements cycliques apparents de la période ([Turner et al., 2007](#)). La variation au fil du temps des vitesses γ n'étant que de l'ordre de 1 km/s, il est cependant difficile de conclure. Un compagnon a quand même été détecté avec le code CANDID par [Gallenne et al. \(2015b\)](#) dans des observations CHARA/MIRC, mais cette détection demande à être confirmée. Les diamètres et rougissemments calculés avec SPIPS pour RT Aur sont en accord avec les valeurs de la littérature. L'ajustement final obtenu avec SPIPS est montré à la figure 4.4, (*en-haut*).

T Vul

T Vul est également une Céphéide de relativement courte période (4.4 jours), qui brille dans la constellation du Petit Renard, dans l'hémisphère Nord. Nous n'avons pas non plus rencontré de problème particulier pour appliquer SPIPS. Comme cela a déjà été mentionné, les différents jeux de données de vitesses radiales ont été corrigés de leurs vitesses moyennes, ce qui a permis de faire passer le χ^2 individuel de cette observable de 3.96 à 1.09 après l'ajustement de SPIPS. J'ai également dû décaler toute la courbe des diamètres CHARA/FLUOR de $\phi = -0.2328$ pour la mettre en phase avec le reste des données. Le diamètres moyen calculé est en accord avec les valeurs de la littérature ([Gallenne et al., 2012b](#); [Benedict et al., 2007](#)). En revanche on trouve un E(B-V) de 0.019 ± 0.017 , plus bas que les valeurs publiées qui pointent toutes vers 0.06 ([Kovtyukh et al., 2008](#); [Benedict et al., 2007](#); [Evans, 1992a](#)). Cette grandeur peut cependant être sujette à des systématiques pouvant aller jusqu'à ~ 0.05 car elle repose sur un modèle, et dépend de méthode de calcul employée. Un faible compagnon spectroscopique de type A0.8 V a été découvert par [Evans \(1992a\)](#) mais pas confirmé par les observations interférométriques de [Gallenne et al. \(2015b\)](#). [Meyer \(2006\)](#) et [Turner \(1998\)](#) suggèrent une période décroissante avec le temps, alors qu'avec SPIPS on trouve un dP/dt positif, pour des données étalées sur 25 ans. L'ajustement final obtenu avec SPIPS est montré à la figure 4.4, (*en-bas*).

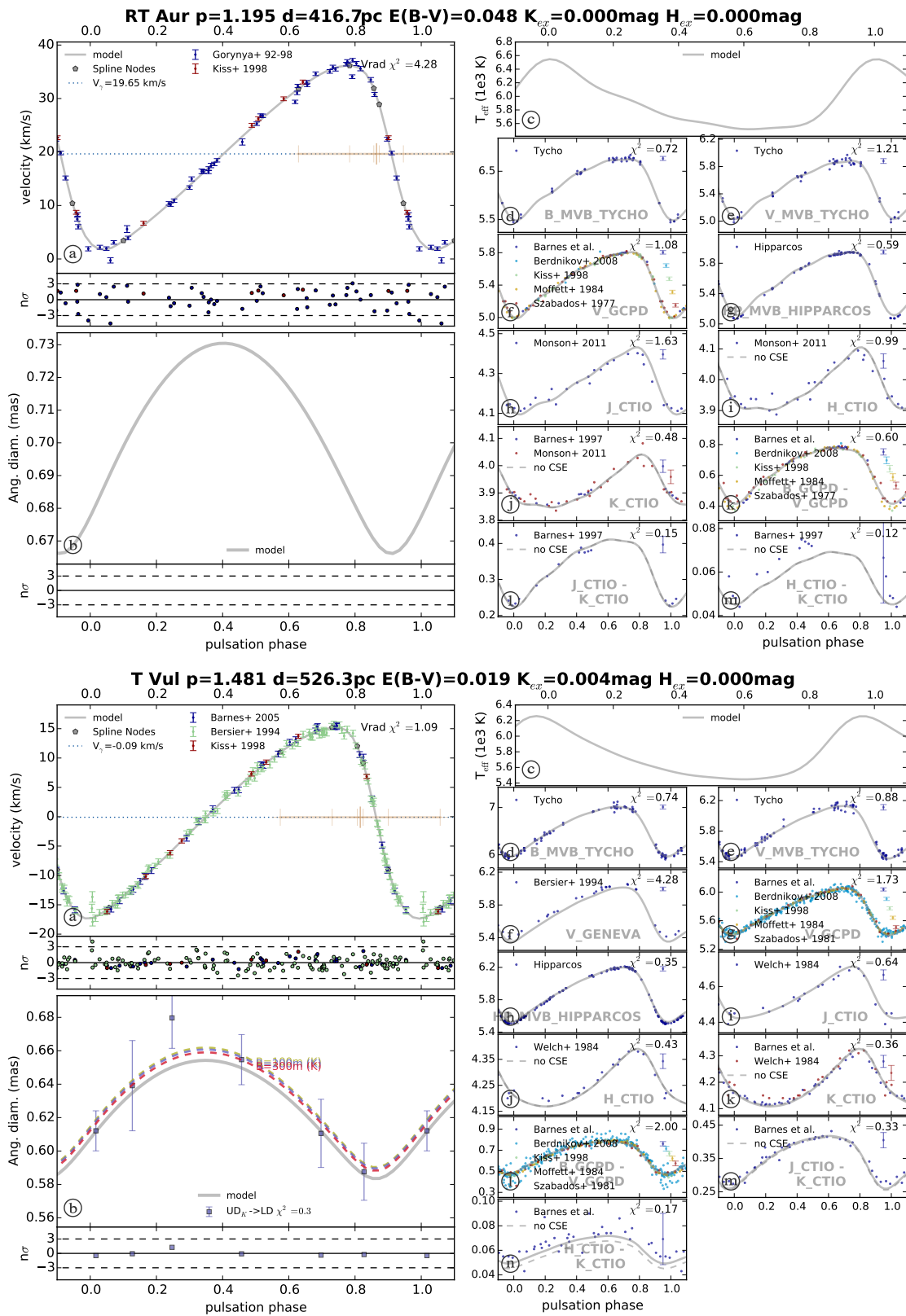


FIGURE 4.4 – Ajustements SPIPS obtenus pour RT Aur (*en-haut*) et pour T Vul (*en-bas*).

FF Aql

FF Aql est une Céphéide de 4.47 jours de période connue pour faire partie d'un système quadruple. Le compagnon spectroscopique est clairement visible dans les vitesses radiales (Evans et al., 1990; Gallenne et al., 2014a) et a dû être soustrait aux données utilisées pour SPIPS (Evans et al., 1990; Gorynya et al., 1998; Kiss, 1998). Cette opération a été réalisée par Alexandre Gallenne en utilisant une version modifiée du formalisme de Wright & Howard (Wright and Howard, 2009). Les éléments orbitaux calculés sont $P = 1438.76 \pm 1.60$ jours, $T = 2445204.81 \pm 87.17$, $e = 0.113 \pm 0.042$, $\omega = 262.7 \pm 23.6$, $K = 4.949 \pm 0.156 \text{ km s}^{-1}$, et $V_\gamma = -15.6 \pm 0.1 \text{ km s}^{-1}$. Les courbes de vitesse orbitale et de pulsation "démêlées" sont montrées à la figure 2 du papier *A&A* soumis. Le diamètre SPIPS est en accord avec la littérature (Gallenne et al., 2012b), mais le rougissement (0.167 ± 0.017) est légèrement inférieur aux valeurs trouvées dans la littérature, qui pointent à 0.22 pour Kovtyukh et al. (2008); Benedict et al. (2007) et à 0.25 ± 0.01 pour Turner et al. (2013). Ce dernier propose une variation de période de $0.072 \pm 0.011 \text{ s/an}$, très proche de la valeur de $+0.0703 \pm 0.0160$ trouvée par Turner et al. (2013), et qui sont en désaccord avec notre résultat : $-0.140 \pm 0.036 \text{ s/an}$. La grande dispersion des données (voir Fig. 4.5, *en-haut*) rend sans doute le phasage incertain malgré la grande échelle de temps dont nous disposons (66 ans). Une enveloppe circumstellaire a été mise en évidence par Gallenne et al. (2011) pour $\lambda > 10 \mu\text{m}$, mais nous n'en trouvons pas la signature dans les données en bandes *H* et *K*. Pour cette Céphéide on trouve un *p*-facteur relativement faible de $p = 1.14 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{sys}}$. Si l'on ne considère pas l'interférométrie, l'amplitude de variation du diamètre est sous-estimée par SPIPS ce qui se traduit par une valeur encore plus basse de *p* : $0.6 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{sys}}$. Ces particularités pourraient être expliquées par une mauvaise estimation de la parallaxe *HST*, qui est en désaccord avec celle de *Hipparcos*. En fait, la présence du compagnon doit être prise en compte dans les mesures astrométriques, et cela pourrait être la source de ce désaccord. De fait, Ngeow et al. (2012) décide d'exclure FF Aql de son étude du *p*-facteur pour ces raisons.

Y Sgr

Y Sgr est une Céphéide de 5.7 jours, pour laquelle la convergence de SPIPS n'a pas posé de problèmes. L'unique mesure de diamètre disponible n'est pas très contraignante dans l'ajustement mais semble tout de même être en accord avec le diamètre déduit de la photométrie. Szabados (1989) souligne un changement de vitesse γ qui pourrait être lié à la présence d'un compagnon de très longue orbite (>10000 jours); une hypothèse partagée par Bersier (2002) mais qui n'est pas confirmée par les observations de Evans (1992b). Cette dernière conclut cependant que le compagnon ne pourrait pas être plus jeune qu'une étoile de type A2. On trouve avec SPIPS un glissement $dP/dt = 0.016 \pm 0.048 \text{ s/an}$, premier changement de période reporté pour cette étoile (et en accord avec une variation nulle). Le rougissement déduit de SPIPS ($E(B - V) = 0.205 \pm 0.017$) est en accord avec la littérature (Kovtyukh et al., 2008; Benedict et al., 2007). Le modèle de température de SPIPS est plus froid de 400 K par rapport aux températures de Andrievsky et al. (2005), mais il faut souligner que le calcul de températures effectives à partir de spectres est sujet à de nombreuses systématiques. L'ajustement final obtenu avec SPIPS est montré à la figure 4.5, (*en-bas*).

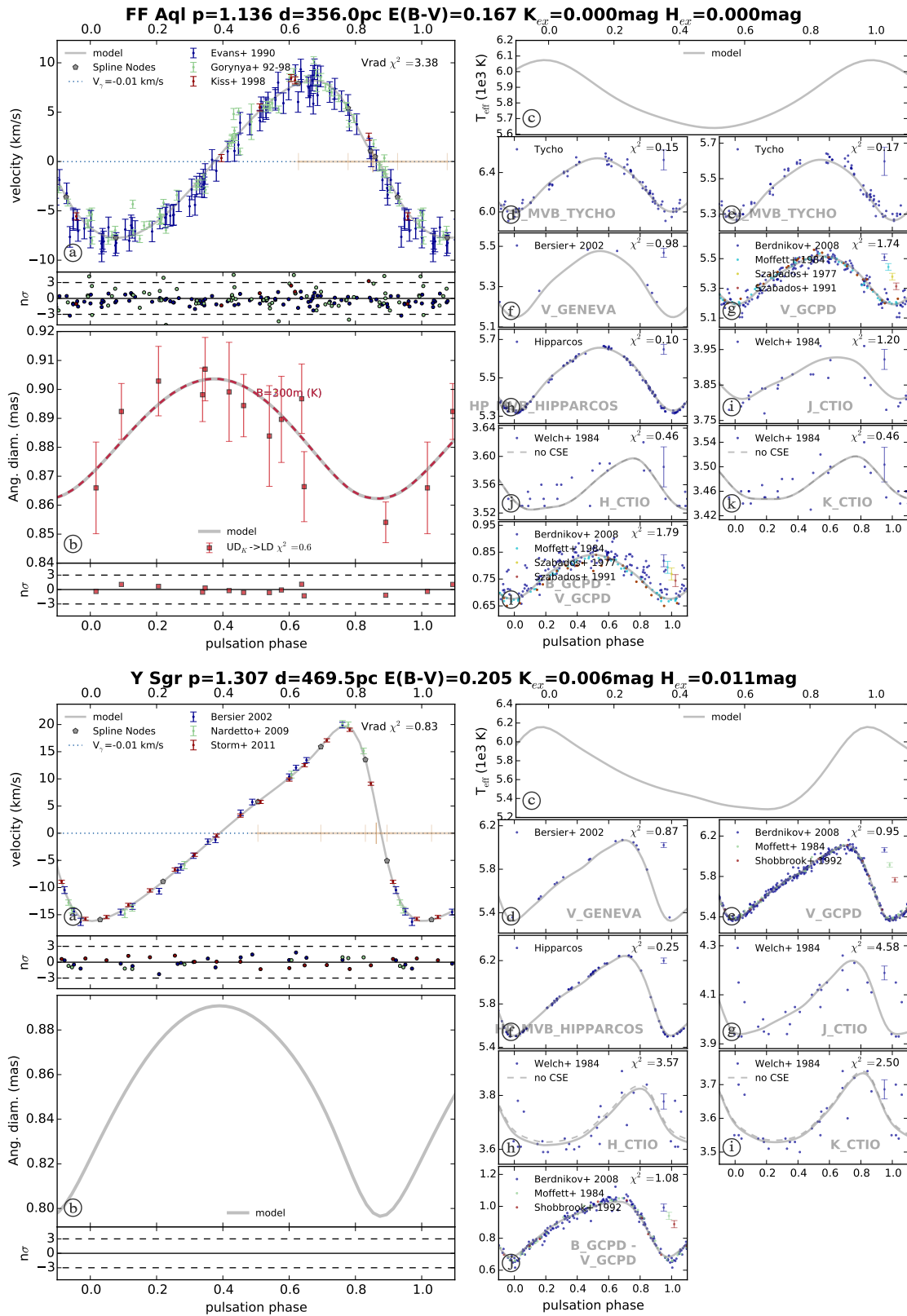


FIGURE 4.5 – Ajustements SPIPS obtenus pour FF Aql (*en-haut*) et pour Y Sgr (*en-bas*).

X Sgr

X Sgr est une Céphéide de 7 jours de période connue pour ses raies spectrales atypiques dues à la propagation d'une double onde de choc dans l'atmosphère (Mathias et al., 2006). On trouve pour cette étoile un rougissement de 0.286 ± 0.016 , légèrement plus élevé que les valeurs de la littérature (Kovtyukh et al., 2008; Benedict et al., 2007). Le diamètre SPIPS ($\theta_{\text{Ross}} = 1.316 \pm 0.025$ mas) est en accord avec les valeurs données par Li Causi et al. (2013) et Kovtyukh et al. (2008), mais moins élevé que celle de Kervella et al. (2004b) résultant d'observations VLTI/VINCI. Ceci est dû à la différence de longueur d'onde des observations (ce qui se voit également sur le graphique, Fig. 4.6, *en-haut*). L'analyse SPIPS révèle la présence d'excès en bandes *H* et *K*. Notons qu'une enveloppe circumstellaire a été détectée autour de cette Céphéide par Gallenne et al. (2013a). Ces derniers auteurs trouvent une température $T_{\text{eff}} = 5900$ K et un rougissement de 0.200 ± 0.032 (semblable à la valeur de Kovtyukh et al. (2008)), tous deux plus bas que les valeurs trouvées avec SPIPS. On trouve pour cette étoile une variation de période de 0.371 ± 0.098 s/an, plus petite que la valeur proposée par Szabados (1989) (0.74 ± 0.09 s/an), mais qui correspond au même stade d'évolution.

W Sgr

W Sgr est une Céphéide de 7.5 jours de période connue pour faire partie d'un système tripe (voir quadruple) composé d'au moins une binaire spectroscopique et un compagnon visuel chaud (Bersier et al., 1994b; Petterson et al., 2005; Benedict et al., 2007). Benedict et al. (2007) propose une période de 1582 ± 3 jours, correspondant à la correction appliquée dans les mesures astrométriques. Le diamètre angulaire calculé avec SPIPS ($\theta_{\text{Ross}} = 1.111 \pm 0.017$ mas) est en accord avec Gallenne et al. (2011), mais significativement plus petit que celui résultant des observation VLTI/VINCI de Kervella et al. (2004b) ($\theta_{UD} = 1.312 \pm 0.029$ mas). Cela est dû au fait que les observations n'aient pas été réalisées dans la même bande (*H* pour les données PIONIER et *K* pour les données VINCI). En raison de l'enveloppe circumstellaire, l'étoile paraît plus grande en *K* qu'en *H*, un effet d'autant plus grand que la longueur de base utilisée est grande. En effet, la présence de l'enveloppe modifie légèrement la forme de la fonction de visibilité, et celle-ci s'éloigne plus d'une fonction de disque uniforme lorsque l'on se rapproche du premier zéro, on a donc plus tendance à sur-estimer le diamètre en disposant d'observations à plus longues bases. Notons que l'enveloppe circumstellaire a été résolue pour W Sgr dans des images VLT/VISIR (Gallenne et al., 2011) et se voit très bien dans l'ajustement avec SPIPS (Fig. 4.6, *en-bas*). Le rougissement déduit de l'ajustement avec SPIPS est légèrement plus bas que les valeurs trouvées dans la littérature (Kovtyukh et al., 2008; Benedict et al., 2007). L'étude du diagramme O-C de l'étoile réalisée par Szabados (1989) ne révèle pas de changement de période sur une trentaine d'années. L'auteur dispose cependant de données étalées sur presque 90 ans, et on peut voir qu'une période constante ne permettrait pas d'ajuster l'ensemble des données (figure 31 de son papier). Une légère décroissance de la période semble tout à fait envisageable à la vue de ce diagramme O-C. Turner (1998) publie en revanche une valeur plutôt élevée (en valeur absolue) de -1.5 s/an. La valeur déduite avec SPIPS est positive et vaut 0.331 ± 0.111 s/an, pour des données étalées sur 37 ans.

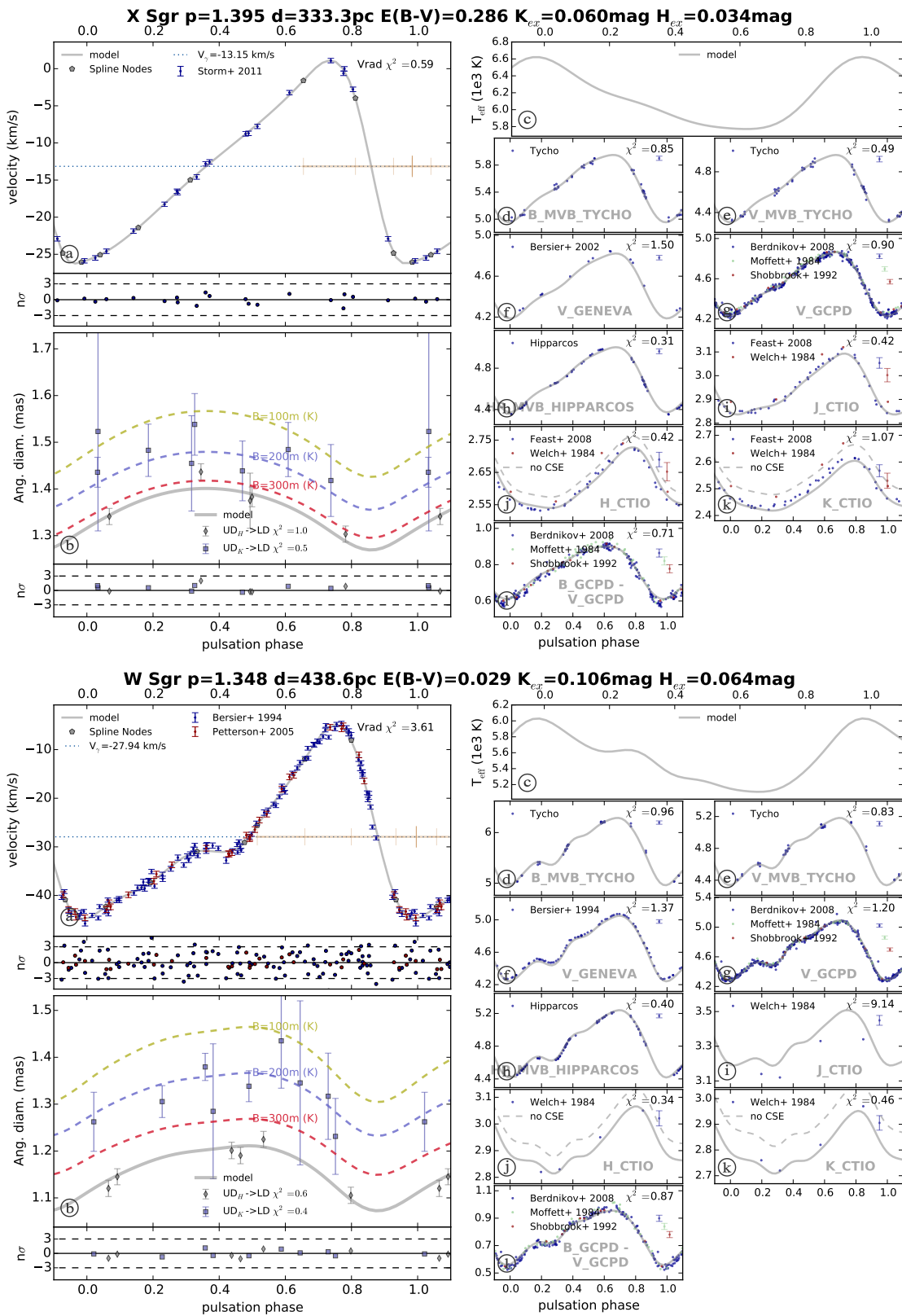


FIGURE 4.6 – Ajustements SPIPS obtenus pour X Sgr (*en-haut*) et pour W Sgr (*en-bas*).

β Dor

β Dor est l'une des plus brillantes Céphéides de l'hémisphère Sud, et elle a de ce fait été amplement observée et étudiée. L'ajustement de SPIPS n'a pas posé de problème particulier pour cette étoile, mais j'ai exclu des données interférométriques la mesure à $\phi = 0.78$, qui avait été affectée par de mauvaises conditions lors des observations. Cette petite opération a permis une meilleure stabilité du processus d'ajustement. On trouve avec SPIPS un rougissement de -0.018 ± 0.017 , en accord avec la valeur de 0.00 publiée par [Kovtyukh et al. \(2008\)](#). Le fait de trouver une valeur négative pourrait indiquer la présence d'un compagnon chaud non détecté, cependant notre résultat est également en accord avec une valeur légèrement positive ou nulle, il est donc difficile de conclure. [Taylor and Booth \(1998\)](#) calculent un rayon et une distance légèrement supérieurs aux valeurs de la présente étude, mais les deux résultats sont tout de même cohérents entre eux en termes de diamètre angulaire. [Kervella et al. \(2004b\)](#) publient un diamètre UD de 1.891 ± 0.024 mas en accord avec le diamètre SPIPS (et ce malgré la différence de longueur d'onde entre les observations PIONIER (bande H) et les observations VINCI (bande K), car il n'y a pas d'enveloppe détectée). Le diagramme O-C de [Szabados \(1989\)](#) ne suggère pas de changement de période. Une étude plus récente de [Engle \(2015\)](#) suggère quant à elle un glissement dP/dt de 0.468 ± 0.016 s/an. Notre résultat est négatif mais cohérent avec une variation nulle : -0.084 ± 0.149 s/an. Dans [Turner \(1998\)](#) on trouve une valeur significativement différente : -3.4 s/an, qui résulte d'un diagramme O-C. Nos données pour cette étoile sont réparties sur 42 ans. La température moyenne mesurée avec SPIPS est en accord avec la valeur proposée par [Kervella et al. \(2004b\)](#). L'ajustement final obtenu avec SPIPS est montré à la figure 4.7, (*en-haut*).

ζ Gem

ζ Gem est la plus grande Céphéide de l'hémisphère nord en termes de diamètre angulaire, elle a donc elle aussi été le sujet de nombreuses études. Cette étoile est connue pour avoir un compagnon visuel à 87 as ([Proust et al., 1981](#)) ; le lien gravitationnel n'ayant cependant pas été établi avec certitude. On trouve avec SPIPS un rougissement négatif mais proche de zéro, comme pour β Dor, qui est en accord avec les valeurs de [Kovtyukh et al. \(2008\)](#) ($E(B - V) = 0.031 \pm 0.041$), [Benedict et al. \(2007\)](#) (0.017) et [Majaess et al. \(2012\)](#) (0.019 ± 0.017). Ces derniers auteurs établissent l'appartenance de ζ Gem à un amas se situant à une distance de 355 ± 15 pc, qui est en accord avec la distance déduite de la parallaxe de [Benedict et al. \(2007\)](#) ($\pi = 2.78 \pm 0.18$, $d = 360 \pm 23$ pc). L'ajustement de SPIPS donne un glissement de période de pulsation dP/dt de -1.238 ± 0.144 s/an, mesuré grâce à des données réparties sur environ 43 ans. [Engle \(2015\)](#) propose une valeur plus extrême de -3.100 ± 0.011 s/an. Le modèle de température effective ajusté par SPIPS est décalé d'environ 150 K par rapport aux mesures de T_{eff} de [Luck et al. \(2008\)](#). Rappelons ceci dit que la mesure de T_{eff} à partir de spectres peut être sujette à des systématiques. Grâce à leurs observations VLTI/VINCI, [Kervella et al. \(2004b\)](#) trouvent un diamètre de $\theta_{UD} = 1.747 \pm 0.061$ mas, qui est en accord statistique avec la valeur trouvée dans la présente étude. L'ajustement final obtenu avec SPIPS est montré à la figure 4.7, (*en-bas*).

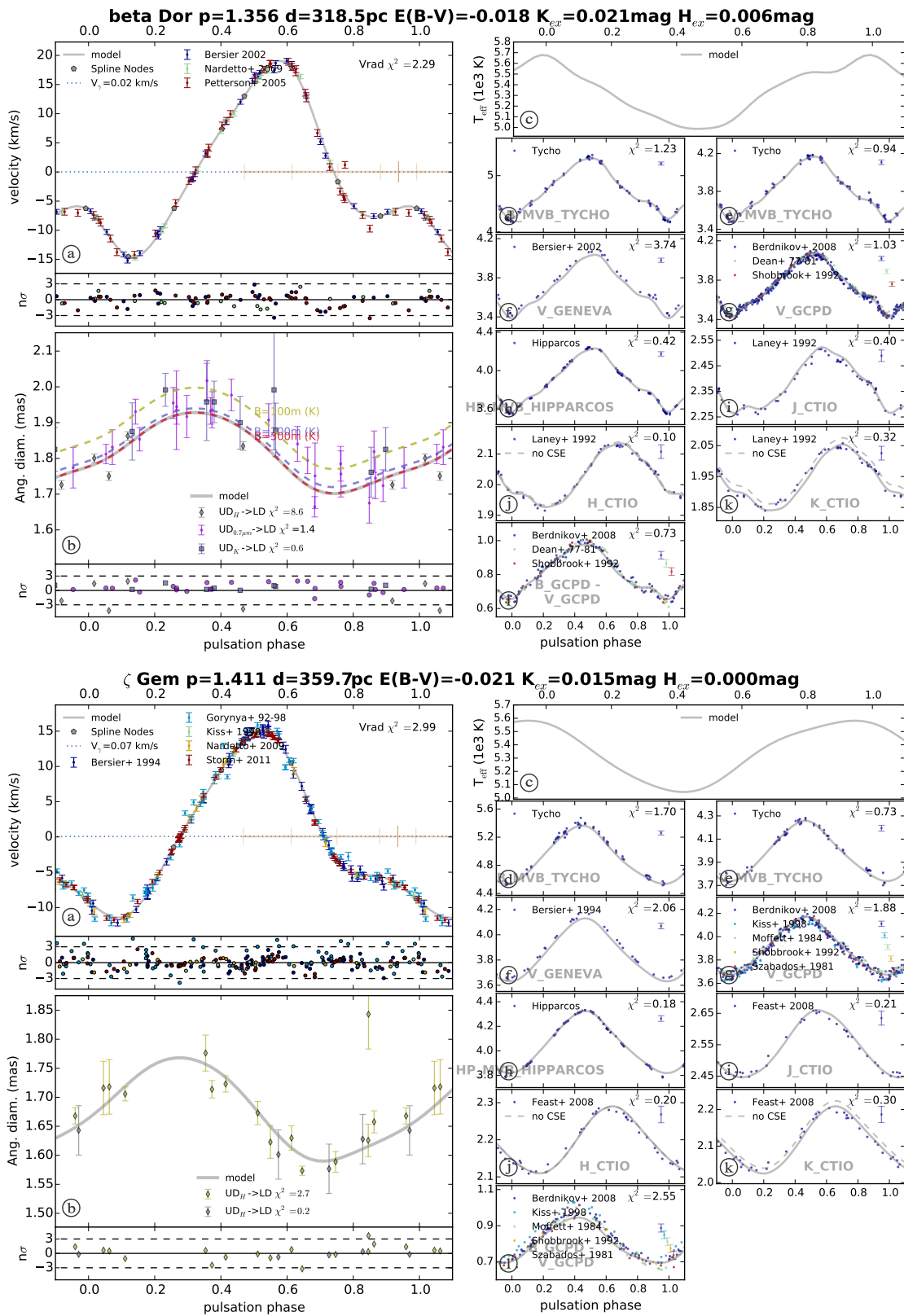


FIGURE 4.7 – Ajustements SPIPS obtenus pour ζ Gem (*en-haut*) et pour β Dor (*en-bas*).

ℓ Car

ℓ Car est une des plus célèbres Céphéides galactiques ; avec ses ~ 3 mas de diamètre, il s’agit en effet de la plus étendue que l’on puisse observer depuis la Terre. Des modulations d’amplitude dans les vitesses radiales d’un cycle au suivant ont été reportées par [Anderson \(2014\)](#). Comme nous l’avons vu, les données PIONIER présentées plus tôt pour cette étoile font d’ailleurs écho à cette intéressante découverte (Anderson et al. 2015, *accepté*). Ces modulations induisent une incertitude dans l’ajustement SPIPS. Les résidus de l’ajustement obtenu (voir Fig. 4.9) sont cependant satisfaisants pour les vitesses radiales. Un autre problème apparaît pour cette étoile : un décalage significatif entre le modèle et la photométrie, notamment visible pour la couleur $B - V$ et la magnitude infrarouge en bande J . Cette caractéristique est probablement due à une déviation de la brillance de surface de *ℓ* Car par rapport aux modèles d’atmosphère utilisés dans le code SPIPS. Anderson et al. (2015, *accepté*) révèle que les modulations d’amplitude sont également visibles dans les diamètres angulaires. Cela pourrait expliquer le léger décalage observé entre les différents jeux de données, qui datent de différentes époques. En effet, on peut voir que les données SUSI (700 nm) sont légèrement au-dessus des données PIONIER (bande H), elles-mêmes légèrement au-dessus des données VINCI (bande K). Le diagramme O-C de *ℓ* Car présenté à la figure 4.8 a été réalisé par Laszlo Szabados sur des données couvrant une soixantaine d’années. L’ajustement d’une parabole est très convaincant, les fluctuations autour de la courbe ajustée étant du même ordre de grandeur que l’incertitude sur l’estimation du moment de luminosité maximal (qui peut être assez incertaine lorsque les données n’ont pas une bonne couverture en phase ou sont intrinsèquement très dispersées). Ce diagramme permet de mesurer un glissement de période dP/dt assez important de 53.78 ± 1.85 s/an, ainsi que les éphémérides des maxima de luminosité successifs (exprimées en date julienne) :

$$\begin{aligned}
 C = & 2450405.8306 \pm 0.0344 \\
 & + \left(35.556234 \pm .000373 \right) \times E \\
 & + \left(3.030 \times 10^{-5} \pm .104 \times 10^{-5} \right) \times E^2
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Avec le code SPIPS on calcule un changement de période significativement moins élevé de 27.283 ± 0.984 s/an, en considérant des données étalées sur 42 ans (on a donc un *bras de levier* moins important pour l’estimation de la variation). Cette valeur est considérablement petite en comparaison à celle proposée par [Turner \(1998\)](#) (118.5 s/an). L’ajustement de SPIPS ne semble pas indiquer la présence d’une enveloppe, contrairement à la détection faite en bande K par [Kervella et al. \(2006\)](#). Celle-ci repose en fait sur les différences de visibilité entre les données interférométriques réalisées à petite et à grande longueur de base (un effet observé par exemple dans [Kervella et al. \(2006\)](#)). Cependant on sait maintenant que ces effets pourraient très probablement être liés aux modulations d’amplitude de l’étoile. [Kervella et al. \(2009\)](#) ne confirme pas non plus la présence d’un excès en K , mais plutôt dans l’infrarouge thermique à partir de $10 \mu\text{m}$.

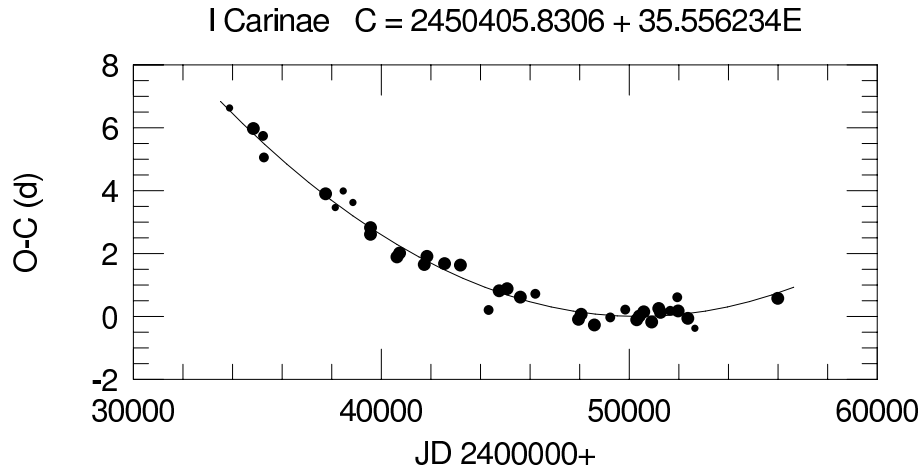


FIGURE 4.8 – Diagramme O-C de ℓ Car.

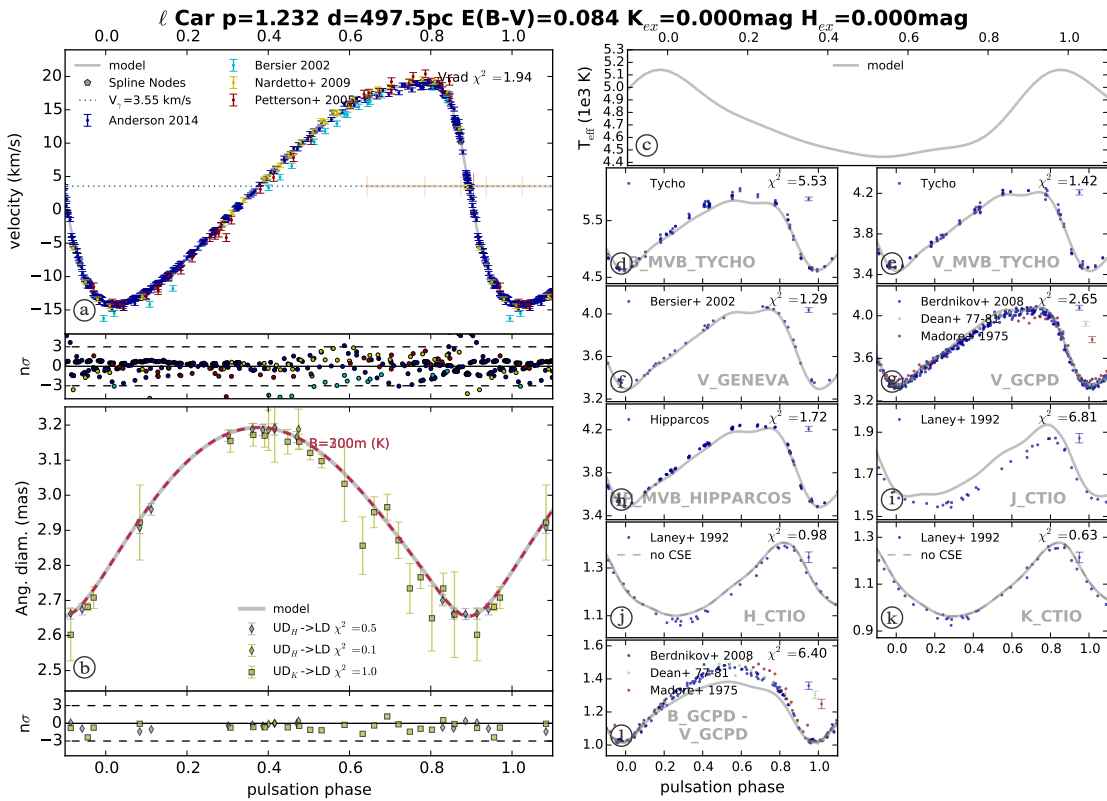


FIGURE 4.9 – Ajustement SPIPS obtenu pour ℓ Car.

4.4 Application de SPIPS à la Céphéide galactique RS Pup

4.4.1 RS Pup et ses étonnantes caractéristiques

Les échos de lumière

Les échos de lumière sont un phénomène observé lorsque la lumière émise par une source astrophysique varie sur une échelle de temps relativement courte et traverse sur son chemin un milieu dispersif tel qu'un nuage de poussières. Au fur et à mesure que le rayonnement "avance" dans le milieu, il est renvoyé vers la Terre avec un retard de plus en plus grand, ce qui nous donne l'impression d'un cercle de lumière grandissant autour de l'étoile. La géométrie d'un écho de lumière n'est pas triviale (voir la partie droite de la figure 4.10), elle dépend notamment de la structure du milieu dispersif. Dans certains cas les échos peuvent donner l'impression de se déplacer à une vitesse supra-luminique, une curiosité qui n'a cependant rien d'anormal car il ne s'agit pas d'un déplacement physique, mais juste du changement de l'endroit des grains de poussières dispersant le rayonnement dans notre direction. Un exemple bien connu d'écho de lumière est celui de l'étoile variable V383 Monocerotis. Après que celle-ci ait connu un sursaut de lumière en 2002, elle a progressivement éclairé différentes parties d'une nébuleuse environnante, donnant l'impression que celle-ci était en expansion.

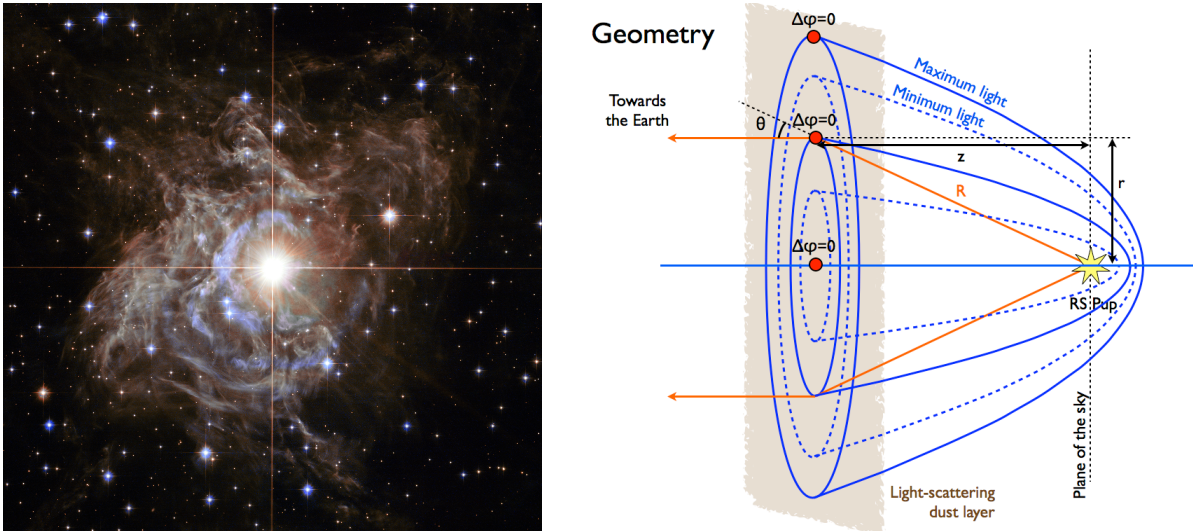


FIGURE 4.10 – À gauche : Photo de RS Pup et de la nébuleuse environnante prise par le *HST*, dans laquelle on peut voir la propagation des échos de lumière. **Crédit** : NASA, ESA, and the Hubble Heritage Team (STScI/AURA)-Hubble/Europe Collaboration. *Remerciement* : H. Bond (STScI and Penn State University). À droite : Géométrie simplifiée du phénomène d'échos de lumière.

RS Puppis (voir la photo, partie gauche de la figure 4.10) est une Céphéide particulière sur plusieurs points. Il s'agit de l'une des Céphéides de plus longues périodes observées dans la Voie Lactée (41.4 jours), ce qui lui confère un poids important dans les études qui font

intervenir la période de pulsation. RS Pup a également la particularité d'être localisée dans une large nébuleuse diffuse. Lorsque la luminosité de l'étoile varie, le rayonnement évolue dans le milieu en créant des échos de lumières se propagent un peu comme des ronds dans l'eau. Ce phénomène est tout à fait unique parmi les étoiles variables non-cataclysmiques et donne un outils puissant pour mesurer précisément la distance, donnant ainsi à RS Pup une position fondamental dans la problématique de l'échelle des distances (Havlen, 1972; Kervella et al., 2008). Un film réalisé grâce aux images du *HST* et montrant la propagation des échos peut être visionné à l'adresse <https://www.spacetelescope.org/videos/heic1323a/>.

Si le milieu dispersif était dans le plan du ciel, le calcul de la séparation linéaire entre deux échos se ferait simplement en considérant la vitesse de la lumière et le temps séparant deux échos. La structure de la nébuleuse entourant RS Pup est cependant plus complexe et il faut donc mesurer sa géométrie. Cela a pu être fait grâce à des mesures polarimétriques réalisées avec l'instrument FORS2 installé au VLT. Grâce à une loi de dispersion (par exemple la loi de Rayleigh), le degré de polarisation linéaire permet d'obtenir l'angle avec lequel les grains dispersent la lumière, qui est lié à leur position par rapport à l'étoile. Cette technique, qui permet de sonder la structure du milieu, a fait l'objet d'un travail réalisé par Kervella et al. (2012). Cette étude a pu être précisée récemment grâce à des observations *HST* à différentes phases de pulsation, permettant un calcul précis du retard de phase entre les variations de luminosité de la Céphéide et leur propagation dans le milieu. Grâce à ces données il a été possible de connaître précisément l'échelle linéaire de la nébuleuse. En la comparant à l'extension angulaire correspondante, la distance de la Céphéide a pu être mesurée avec une incertitude de seulement 4.2%. Elle vaut $d = 1910 \pm 80$ pc (Kervella et al., 2014a). Ce résultat est bien sûr très intéressant dans le cadre de notre travail sur le p -facteur car il donne une contrainte importante pour l'étude de la relation entre p et la période.

Irrégularités de pulsation

RS Pup est atypique par bien des aspects, et l'un de ceux-ci est l'irrégularité de sa pulsation, qui concerne à la fois l'amplitude de la variation de diamètre et la période. Anderson (2014) reporte des modulations d'amplitude cycle-à-cycle observées dans les mesures de vitesse radiale réalisées avec l'instrument CORALIE (Observatoire de La Silla). Ces changements sont de l'ordre de 5%, ce qui n'est pas négligeable et représente une limite pour l'usage de la méthode de Baade-Wesselink. En effet, la reproductibilité du cycle de pulsation est une hypothèse fondamentale de cette technique, car elle justifie de combiner des données issues d'observations éloignées dans le temps. La figure 4.11 montre la variation d'amplitude proche du minimum (panel de gauche) et du maximum (panel du milieu) de vitesse radiale dans les données de Anderson (2014). Les cycles successifs ont été ajustés séparément par des fonctions de splines à noeuds flottants. En vue de prendre en compte l'incertitude due à la modulation dans la propagation des erreurs interne à SPIPS, j'ai calculé un "cycle moyen" à partir de ces données (panel de droite), dont l'erreur (d'environ 5% aux extrema) prend en compte la modulation, ainsi que les incertitudes de phasage qui en découlent. En effet, une conséquence des modulations d'amplitude est de rendre la notion même de période difficile à établir, car le temps écoulé entre deux maxima successifs varie, et n'est pas le même que

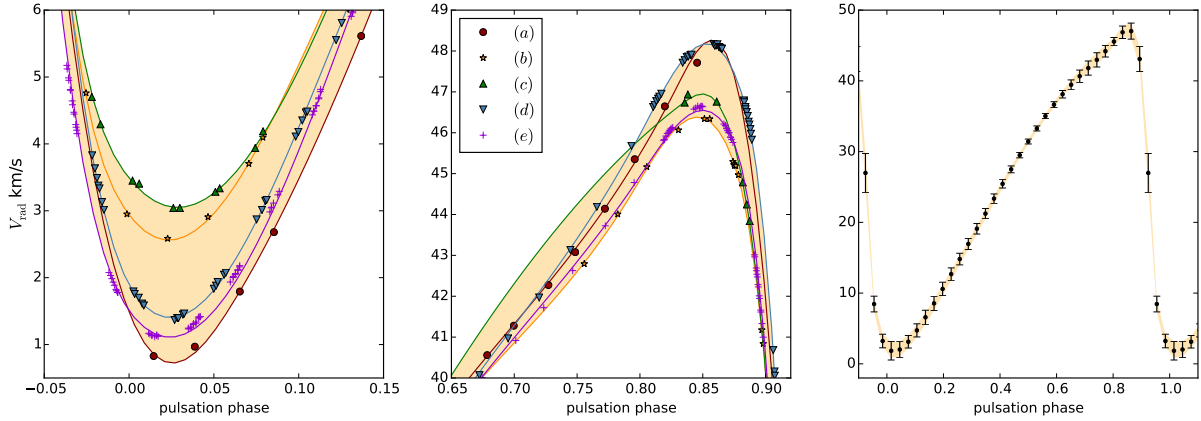


FIGURE 4.11 – À gauche : zoom sur le minimum de vitesse radiale. La modulation d’amplitude entre les différents cycles (différentes couleurs) est bien visible. La partie remplie en jaune donne une idée de l’incertitude systématique résultante, de l’ordre de 5%. Au milieu : même chose mais avec le maximum. À droite : données synthétiques obtenues en faisant la moyenne des différents cycles. La barre d’erreur correspond à la dispersion des points due (1) à la modulation d’amplitude et (2) au léger décalage de phase qui en résulte.

celui qui sépare deux minima. Les résultats SPIPS obtenus avec ces données synthétiques seront bien sûr comparés aux résultats obtenus avec les données originales. Voici une brève description des 5 cycles composant les données de [Anderson \(2014\)](#) :

- (a) : $MJD_{\min}=55937$; $MJD_{\max}=56017$; $V_{\max}=48.76$ km/s ; $V_{\min}=0.70$ km/s ; $V_{\gamma}=25.01$ km/s. En raison d’un manque de données autour du maximum, les valeurs de V_{\max} et V_{\min} ne sont probablement pas les plus précises et doivent être utilisées avec précaution. Ce groupe combine en fait des vitesses radiales issues de deux cycles successifs dont les données ne se recouvrent pas en phase, et qu’il aurait été difficile d’exploiter séparément (cycles trop incomplets).
- (b) : $MJD_{\min}=56293$; $MJD_{\max}=56334$; $V_{\max}=46.38$ km/s ; $V_{\min}=2.48$ km/s ; $V_{\gamma}=25.39$ km/s.
- (c) : $MJD_{\min}=56366$; $MJD_{\max}=56395$; $V_{\max}=46.92$ km/s ; $V_{\min}=3.03$ km/s ; $V_{\gamma}=25.67$ km/s.
- (d) : $MJD_{\min}=56636$; $MJD_{\max}=56673$; $V_{\max}=48.18$ km/s ; $V_{\min}=1.31$ km/s ; $V_{\gamma}=25.23$ km/s.
- (e) : $MJD_{\min}=56677$; $MJD_{\max}=56711$; $V_{\max}=46.63$ km/s ; $V_{\min}=1.00$ km/s ; $V_{\gamma}=24.80$ km/s.

L’étoile présente également des variations assez importantes de période de pulsation à l’échelle des quatre décennies couvertes par toutes les données utilisées dans la présente étude. Pour obtenir un phasage global satisfaisant avec SPIPS il a fallu ajuster une période variant comme un polynôme d’ordre 5. En notant $x = MJD - MJD_0$:

$$P(x + MJD_0) = P_0 + P_1x + P_2x^2 + P_3x^3 + P_4x^4 + P_5x^5$$

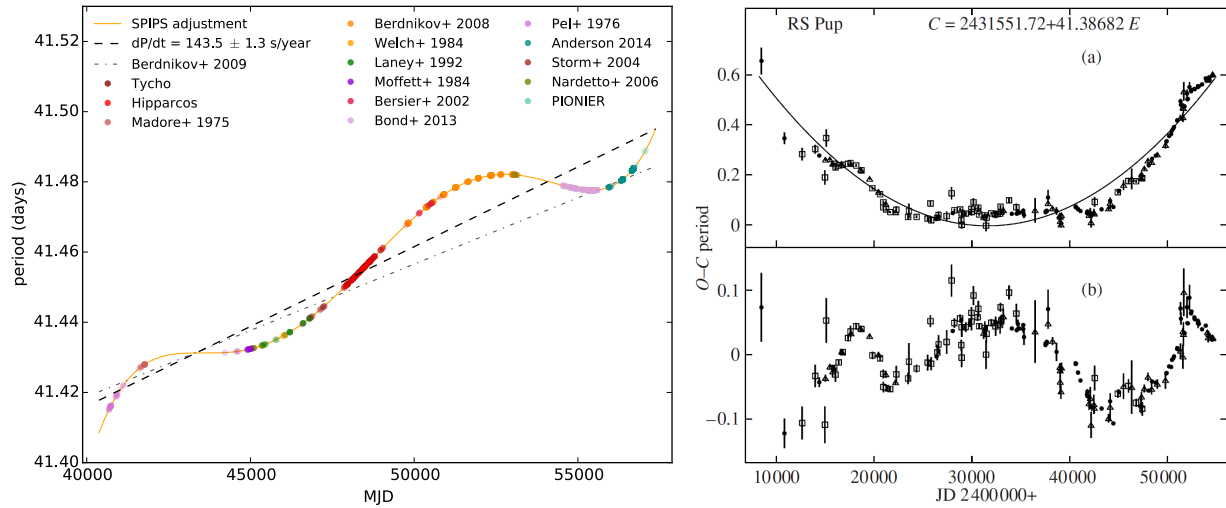


FIGURE 4.12 – À gauche : Ajustement de la période de pulsation en fonction du MJD , grâce au code SPIPS. Les points colorés représentent les dates auxquelles des données sont disponibles. À droite : Diagramme O-C de RS Pup issu du papier de [Berdnikov et al. \(2009\)](#).

Avec les paramètres $MJD_0 = 45836.812$, $P_0 = 41.435$ days, $P_1 = 4.646 \times 10^{-6}$, $P_2 = 0.144 \times 10^{-8}$, $P_3 = -0.019 \times 10^{-12}$, $P_4 = -0.392 \times 10^{-16}$ et $P_5 = 0.263 \times 10^{-20}$. La variation de période résultante ressemble à une sorte de sinusoïde superposée à un glissement général $dP/dt = 143.48 \pm 1.29$ secondes par an (calculé *via* une simple regression linéaire de la courbe $P(x + MJD_0)$). Ce résultat est montré dans le panel de droite de la figure 4.12, dans lequel on peut voir la répartition temporelle des données et la variation de période ajustée avec SPIPS. Rappelons que la méthode employée fait une minimisation de χ^2 , le meilleur phasage est donc en pratique celui qui réduit le plus la dispersion des données. Le panel de gauche de la figure 4.12 présente le diagramme O-C de [Berdnikov et al. \(2009\)](#), qui calcule les éphémérides suivantes : $MJD_0 = 31551.220$, $P_0 = 41.386$ days, $dP/dt = 119.9 \pm 3.0$ s/an (résultat également reporté dans la partie gauche de la figure 4.12). Ce résultat diffère de celui déduit de l'étude avec SPIPS, mais il a été calculé à partir de données étalées sur une plus longue période (environ 135 ans!), et la méthode est particulièrement bien adaptée au calcul d'une variation linéaire de période. L'ajustement avec SPIPS est quant à lui plus sensible à des variations à court terme et qui peuvent se traduire par un mauvais phasage global des données. [Turner \(1998\)](#) propose une valeur de 104.44 s/an. Une analyse des données avec la méthode de [Eddington and Plakidis \(1929\)](#) a révélé des fluctuations aléatoires de période de l'ordre de 0.225 jours ([Berdnikov et al., 2009](#)). Ce résultat est du même ordre que les variations trouvées avec SPIPS, cependant celles-ci semblent suivre un schéma plutôt régulier, et non erratique. Le glissement dP/dt calculé dans la présente étude, tout comme la valeur donnée par [Berdnikov et al. \(2009\)](#) indiquent que l'étoile est actuellement dans son troisième croisement de la bande d'instabilité (voir par exemple la prédiction des modèles de [Fadeyev \(2014\)](#)).

4.4.2 Observations interférométriques avec PIONIER

RS Pup a été observée avec PIONIER en Avril-Mai 2014 avec les 4 ATs en configuration A1-G1-K0-J3 et les dispersions spectrales LARGE (en Mai, à MJD 56750) puis SMALL (en Avril, à MJD 56784 et 56788); en Janvier 2015 (MJD 57037, 57038, 57039) avec la configuration A1-G1-K0-I1 et la dispersion GRISM; et en Février (MJD 57067, 57071 et 57074) avec à nouveau la configuration A1-G1-K0-J3 et toujours la dispersion GRISM. Les étoiles de calibration utilisées sont listées dans la table 4.5. Les données brutes ont une fois de plus été réduites grâce au `pndrs` (*PIONIER data reduction software*, Le Bouquin et al. (2011)), et les courbes de visibilité résultantes sont montrées dans la figure 4.13. Malheureusement, les données du 10 Mai 2014 sont très incomplètes et par conséquent presque inutilisables. En effet, seulement 1 passage sur la science a été possible, et un télescope n'a pas pu être utilisé, on a donc : 1 passage \times 5 expositions \times 3 canaux spectraux \times 3 bases = seulement 45 mesures individuelles de V^2 . Les visibilités ont été ajustées par un modèle de disque uniforme grâce au logiciel LITPro³ (Tallon-Bosc et al., 2008), et les diamètres résultants sont résumés dans la table 4.6. Dans cette table est également précisé le diamètre de disque assombri, converti à partir du facteur θ_{UD}/θ_{UD} calculé de façon interne à SPIPS et qui vaut pour RS Pup 0.975 at $\lambda = 1.67\mu m$. Malgré le nombre de mesures obtenues, les données ne couvrent malheureusement que le diamètre minimum de l'étoile, des observations PIONIER complémentaire seront donc nécessaires pour mieux contraindre la variation de diamètre de l'étoile. RS Pup est incluse dans un nouveau programme d'observations qui aura lieu en période 96 (PI : P. Kervella), ce qui permettra - si tout va bien - de compléter les "creux" en phase. Comme pour le reste des données PIONIER, j'ai vérifié la présence d'un compagnon grâce au code CANDID, qui n'a rien permis de détecter. La table 4.7 regroupe cependant les limites de détection, qui donnent une contrainte sur le type spectral possible d'un éventuel compagnon non détecté.

TABLE 4.5 – Caractéristiques des étoiles de calibration utilisées pour nos observations de RS Pup avec PIONIER. Celles-ci ont été sélectionnées dans le catalogue du JMMC

HDxxxxx	m_v	m_H	$\theta_{UD} \pm \sigma$ (mas)
69002	6.38	3.99	0.824 ± 0.059
67977	6.22	4.29	0.724 ± 0.051

4.4.3 Application de SPIPS

Autres données utilisées et stratégie d'ajustement

En dehors des vitesses radiales de Anderson (2014) que nous avons déjà bien décrites, j'ai utilisé les données de Bersier (2002), de Storm et al. (2004) et de Nardetto et al. (2006). Pour la photométrie, j'ai utilisé les données de Tycho et Hipparcos (ESA, 1997), les magnitudes et couleurs en bandes B et V de Madore (1975), Berdnikov (2008), Moffett and Barnes

3. <http://www.jmmc.fr/litpro>

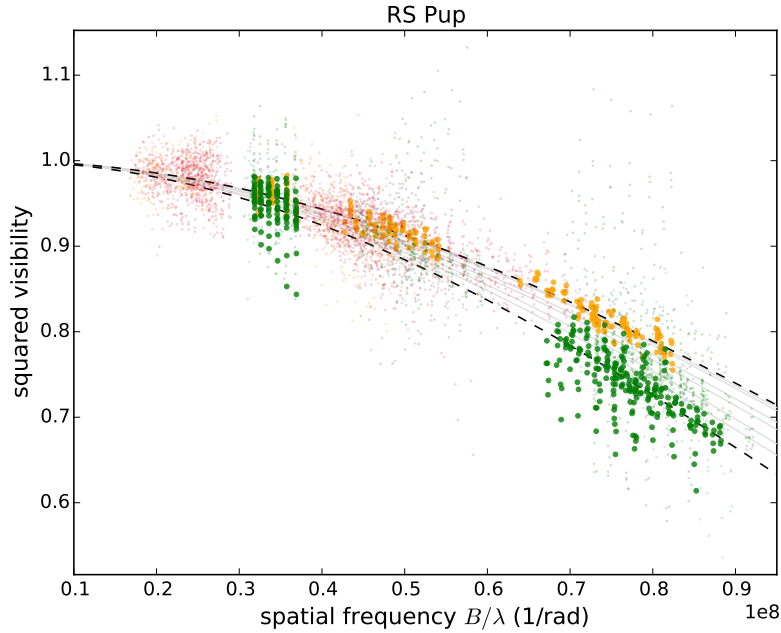


FIGURE 4.13 – Visibilités carrées mesurées avec PIONIER. Les diamètres maximum (en vert) et minimum (en orange) sont mis en évidence. Toutes les données sont ajustées par un modèle de disque uniforme (représenté en traits pointillés pour les extrema et en gris pour les diamètres intermédiaires). Les barres d’erreur ne sont pas représentées par soucis de clareté.

TABLE 4.6 – Diamètres de RS Pup mesurés avec PIONIER. On précise la date des observations, la phase de pulsation correspondante, l’intervalle des bases utilisées, les diamètres UD et leurs erreurs, et le χ^2 résultant de l’ajustement de diamètre UD avec LITPro.

MJD	Base (m)	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{stat} \pm \sigma_{syst}$ (mas)	χ^2	θ_{LD}
56750.0031	56.76 - 139.97	0.07	$0.882 \pm 0.004 \pm 0.055$	1.84	0.904
56784.9893	56.76 - 139.97	0.91	$0.790 \pm 0.001 \pm 0.055$	0.26	0.810
56788.0358	56.76 - 139.97	0.98	$0.718 \pm 0.015 \pm 0.055$	1.08	0.736
57037.3501	46.64 - 129.08	0.97	$0.801 \pm 0.003 \pm 0.055$	0.85	0.821
57038.3759	46.64 - 129.08	0.99	$0.835 \pm 0.007 \pm 0.055$	0.61	0.856
57039.3803	46.64 - 129.08	0.02	$0.822 \pm 0.012 \pm 0.055$	0.69	0.843
57067.1893	56.76 - 139.97	0.68	$0.916 \pm 0.002 \pm 0.055$	1.26	0.939
57071.1145	46.64 - 129.08	0.78	$0.861 \pm 0.001 \pm 0.055$	0.43	0.883
57074.1568	56.76 - 139.97	0.85	$0.795 \pm 0.007 \pm 0.055$	1.95	0.815

TABLE 4.7 – Limites de détection obtenues avec le code CANDID, en utilisant à la fois les visibilitées et les clôtures de phase. Le nombre de mesures individuelles de V^2 et de clôtures (CP) est également précisé.

Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}	n_{CP}	Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}	n_{CP}
2014-04-02	1.74	1.99	432	336	2015-01-16	1.87	1.01	552	366
2014-05-07	0.63	1.32	243	180	2015-02-13	1.44	4.72	360	120
2014-05-10	17.8	1.83	45	15	2015-02-17	0.42	1.30	720	480
2015-01-14	0.73	1.16	1800	1200	2015-02-20	4.46	3.21	540	360
2015-01-15	1.37	1.11	477	336					

(1984), Bersier (2002) et Pel (1976) (ces dernières données ont été utilisées seulement pour l’ajustement de la période car elles permettent d’avoir une meilleur couverture temporelle ; je n’ai pas gardé ces données pour l’ajustement final) ; et les données en bandes J , H , K de Welch et al. (1984) et Laney and Stobie (1992). Nous complétons ces données par de la photométrie en bandes R , V et B pour le moment non publiée (Kervella et al., *en cours d’écriture*), réalisée par Howard Bond en utilisant la caméra CCD ANDICAM au télescope SMARTS⁴ de 1.3 m installé à l’Observatoire Inter-américain du Cerro Tololo, au Chili. Les données en bande R ont été ajustées avec un filtre standard JOHNSON, mais il restait toujours un décalage entre les points et le modèle. J’ai donc ajouté aux paramètres de SPIPS un mot-clé ’dMAG R_JOHNSON’ permettant d’ajuster le niveau général du modèle : $R_{points} = R_{SPIPS} + 0.256$ mag.

Les vitesses radiales comme les T_{eff} ont été ajustées à l’aide de fonctions splines à noeuds flottants. La distance a été fixée à $d = 1910$ pc (Kervella et al., 2014b). J’ai ajouté à toutes les données de vitesse radiale une erreur de 300 m/s et à toute les données photométriques une erreur de 0.02 magnitude, afin de prendre en compte d’éventuelles systématiques liées à l’utilisation de jeux de données provenant d’instruments différents. Pour les vitesses radiales, cela permet de diminuer considérablement le χ^2 . En effet, les vitesses de Anderson (2014) sont données avec des erreurs de seulement 1 ou 2 m/s correspondant à la précision de CORALIE, mais peu réalistes du point de vue des systématiques de mesure.

Résultats obtenus

La figure 4.14 montre le résultat obtenu en considérant pour les vitesses radiales toutes les données originales de Anderson (2014). Nous avons pour le moment décidé d’exclure les données PIONIER. En effet, on pouvait remarquer un léger décalage entre les mesures et le modèle, révélant probablement un biais de mesure (soit dans la photométrie, soit dans l’interférométrie). Or, le diamètre minimal est fortement contraint par l’interférométrie, alors que le diamètre maximal est lui plutôt contraint par la photométrie, on risque donc une mauvaise estimation de l’amplitude de variation. En fait un test simple permet de le confirmer : en

4. Small Moderate Aperture Research Telescope System ; <http://www.astro.yale.edu/smarts>

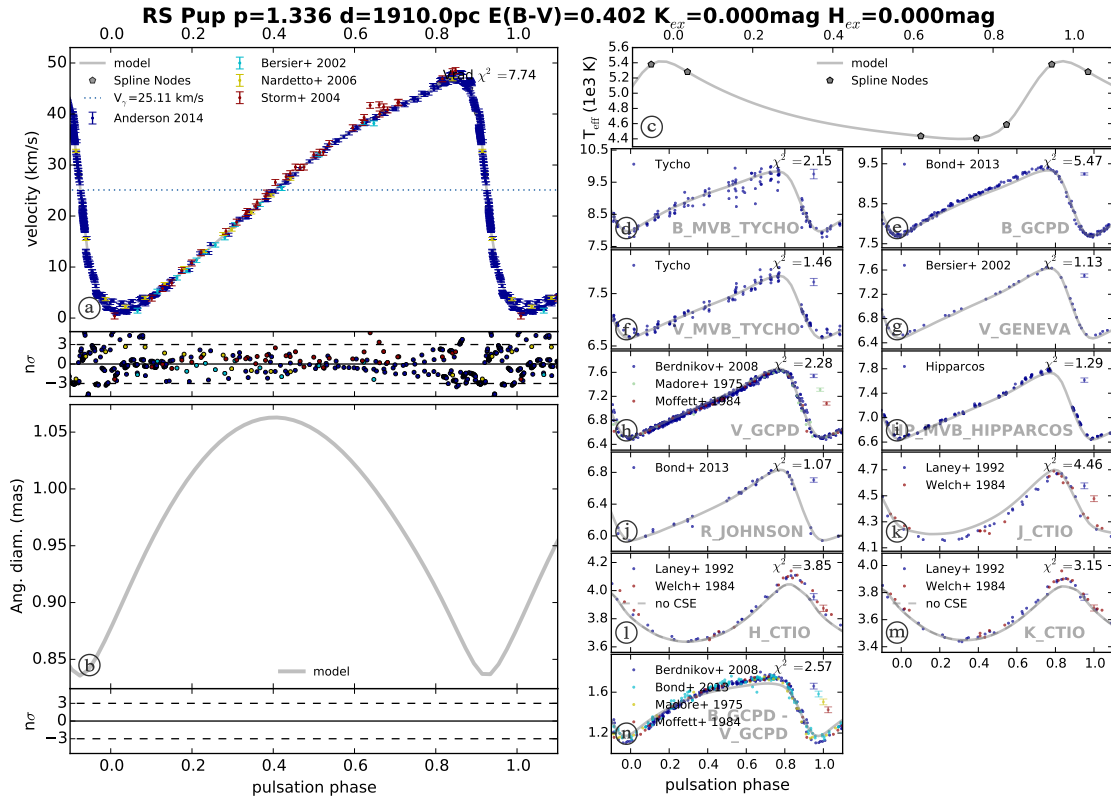


FIGURE 4.14 – Ajustement SPIPS obtenu pour RS Pup.

n'incluant pas les données PIONIER on trouve un p -facteur de l'ordre de 1.3, alors qu'en l'incluant et en lui donnant un poids important (i.e. en réduisant les barres d'erreur), on obtient un bon ajustement des mesures disponibles mais un p -facteur très élevé de l'ordre de 1.5-1.6, révélant une sur-estimation forte de l'amplitude de variation du diamètre. Pour pouvoir utiliser les données PIONIER il est donc absolument nécessaire de compléter les observations et d'obtenir des mesures entre les phases 0.2 et 0.6. Dans l'ajustement final de SPIPS, on peut également déceler un décalage entre le modèle et les données photométriques entre les phases 0.4 et 0.8, qui pourrait être dû à la température effective trop basse, à la limite des modèles d'atmosphère. Comme pour ℓ Car, on voit également un léger décalage dans l'ajustement des bandes infrarouges, qui pourrait être l'effet d'une enveloppe complexe non correctement prise en compte par SPIPS.

L'ajustement final est montré à la figure 4.14. On obtient un χ^2 réduit de 3.81 et les résultats suivants (en donnant ici uniquement les erreurs statistiques calculées avec SPIPS, à part pour le p -facteur) :

- $\theta_{\text{Ross.}}$ (à $\phi = 0$) = 0.8765 ± 0.0033 mas
- $\langle \theta_{\text{Ross.}} \rangle$ = 0.9762 ± 0.0034 mas
- $E(B - V)$ = 0.401 ± 0.008

- $V_\gamma = 25.107$ km/s
- $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 4757$ K
- $\langle R \rangle = 200.529 \pm 0.706 R_\odot$
- $p = 1.336 \pm 0.032_{\text{stat}} \pm 0.056_{\text{sys}}$

Pour étudier l'impact sur le p -facteur de la modulation d'amplitude des vitesses radiales, j'ai également réalisé l'ajustement SPIPS avec une courbe de vitesse radiale synthétique *moyenne* (voir Section 4.4.1) construite à partir des données originales. L'ajustement SPIPS aboutit à un meilleur χ^2 total, de 2.26. Le p -facteur prend quant à lui une valeur de $p = 1.351 \pm 0.028$. La proximité des deux résultats confirme que l'estimation des erreurs est effectuée de manière très robuste avec SPIPS. Il faut tout ce même noter que les résultats présentés ici ne sont que préliminaires, ils pourront encore faire l'objet de changements avant la publication définitive (Kervella et al. 2015, *en préparation*). En particulier, les nouvelles données PIONIER permettront de connaître avec un plus grand degré de précision l'amplitude de variation du diamètre de l'étoile. En fait, j'ai remarqué une certaine instabilité dans l'ajustement SPIPS de la température, qui est sans doute liée au fait que l'étoile soit relativement froide et donc à la limite des modèles d'atmosphère. En pratique, cela se traduit par un léger décalage dans l'ajustement d'une partie de la photométrie, et donc par une incertitude dans l'estimation de la variation de diamètre angulaire. Les données PIONIER seront donc d'une aide précieuse pour aboutir à un résultat plus solide.

4.5 Analyse groupée des résultats

4.5.1 Remarques générales

Pour presque toutes les Céphéides étudiées (à part RS Pup), SPIPS converge vers le même modèle de diamètre angulaire que l'on intègre ou non les données interférométriques. C'est un aspect très important de ce travail, car cela confirme la fiabilité des relations de brillance de surface calculées de façon interne à SPIPS pour estimer la variation de diamètre angulaire. En effet, le code SPIPS est destiné à être appliqué à un grand nombre de Céphéides trop petites pour être observées par interférométrie avec les instruments actuels, et pour lesquelles le diamètre ne pourra être estimé que *via* la photométrie. Les modèles de température effective déduits de SPIPS ne sont pas toujours en accord avec les mesures issues de la littérature, mais restent en général en accord statistique en raison des incertitudes relativement grandes. Le code nous a permis de confirmer sans ambiguïté la présence d'enveloppes circumstellaires pour deux Céphéides : X Sgr et W Sgr, avec des excès en bande K respectifs de ~ 0.05 et ~ 0.1 magnitude. Les variations de période relevées pour les Céphéides de notre échantillon indiquent que toutes se trouvent dans leur troisième passage de la bande d'instabilité, à l'exception de FF Aql et ζ Gem qui seraient dans le second. Ces résultats ont été déduits des modèles de [Faddeyev \(2014\)](#).

4.5.2 Analyse des p -facteurs calculés

La table 4.8 regroupe les différents p -facteurs calculés dans ce chapitre ainsi que celui de δ Cep ([Mérand et al., 2005b](#)), et les compare aux valeurs déduites des relations Période- p -facteur principales de la littérature récente. Le résultat présenté dans le papier *A&A* n'inclue pas RS Pup, car sa distance - contrairement aux autres - n'a pas été déterminée grâce une mesure de parallaxe *HST*. Nous l'incluons cependant dans la présente discussion afin de mieux contraindre la partie *longues périodes* de la relation Période- p -facteur. Pour ces 11 étoiles, la relation trouvée est montrée dans la figure 4.15. J'ai ajouté dans le graphique deux autres étoiles dont le p -facteur a été mesuré : la Céphéide binaire à éclipse OGLE-LMC-CEP-0227 ([Pilecki et al., 2013](#)) et la Céphéide de type II κ Pav ([Breitfelder et al., 2015](#)). Ces deux étoiles ne sont cependant pas prises en compte dans l'ajustement de la relation Période- p -facteur, la première n'étant pas une Céphéide galactique (elle pourrait donc être sujette à des effets de métallicité), et la seconde n'étant pas une Céphéide classique. L'ajustement de la relation Période- p -facteur par une constante permet d'aboutir à la valeur de $p = 1.312 \pm 0.024$ (pour un χ^2 de 0.876), et une régression linéaire donne $p = 0.054_{\pm 0.064}(\log P - 1) + 1.311_{\pm 0.024}$ ($\chi^2 = 0.821$). Comme on peut le voir, nous obtenons une pente positive dans la variation linéaire de p , un résultat qui est en contradiction avec toutes les prédictions de la littérature. Cependant, il faut souligner que l'erreur sur les mesures individuelles de p est trop grande pour pouvoir donner une contrainte forte sur la mesure de la pente (on trouve d'ailleurs une incertitude plus grande que la valeur elle-même), ce résultat n'est donc pas significatif et n'exclut pas la possibilité d'une pente nulle ou légèrement négative. Bien que l'on ne puisse pas vraiment conclure, nos résultats semblent tout de même en désaccord avec une

dépendance forte entre la période et le p -facteur. Dans la figure 4.15, les zones colorées (en gris et orange) correspondent aux incertitudes sur les ajustements (respectivement constant et linéaire). Elles ont été déterminées grâce à 1000 itérations de "bootstrapping".

TABLE 4.8 – p -facteurs calculés avec SPIPS comparés aux valeurs récentes issues de la littérature pour toutes les étoiles de notre échantillon (incluant également RS Pup). *Références* : (1) Groenewegen (2013), (2) Storm et al. (2011), (3) Nardetto et al. (2009a), (4) Ngeow et al. (2012), (5) Neilson et al. (2012b).

Nom	SPIPS	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)
RT Aur	1.19 ± 0.09	1.36	1.444 ± 0.053	1.26 ± 0.07	1.356 ± 0.064	1.377 ± 0.003
T Vul	1.48 ± 0.18	1.34	1.430 ± 0.056	1.26 ± 0.07	1.344 ± 0.064	1.374 ± 0.003
FF Aql	1.14 ± 0.07	1.34	1.429 ± 0.056	1.26 ± 0.07	1.344 ± 0.064	1.373 ± 0.003
δ Cep	1.273 ± 0.058	1.32	1.414 ± 0.059	1.25 ± 0.07	1.331 ± 0.064	1.370 ± 0.003
Y Sgr	1.31 ± 0.18	1.32	1.408 ± 0.061	1.25 ± 0.07	1.326 ± 0.064	1.368 ± 0.003
X Sgr	1.32 ± 0.08	1.30	1.393 ± 0.065	1.24 ± 0.07	1.313 ± 0.064	1.365 ± 0.003
W Sgr	1.35 ± 0.13	1.29	1.386 ± 0.066	1.24 ± 0.07	1.307 ± 0.064	1.363 ± 0.003
β Dor	1.37 ± 0.07	1.26	1.365 ± 0.072	1.23 ± 0.08	1.289 ± 0.064	1.358 ± 0.003
ζ Gem	1.41 ± 0.09	1.26	1.363 ± 0.072	1.23 ± 0.08	1.287 ± 0.064	1.358 ± 0.003
ℓ Car	1.22 ± 0.12	1.13	1.262 ± 0.101	1.19 ± 0.10	1.200 ± 0.064	1.334 ± 0.003
RS Pup	1.336 ± 0.064	1.11	1.249 ± 0.105	1.18 ± 0.10	1.190 ± 0.064	1.331 ± 0.003

Comme nous l'avons expliqué, l'étoile FF Aql présente une certaine instabilité lors de l'ajustement de SPIPS. Entre autres, la valeur de p varie énormément selon le poids donné à l'interférométrie. Nous ne sommes pas les premiers à rencontrer des difficultés avec cette étoile. Ngeow et al. (2012) aboutissent également à un résultat étrange et décident de l'exclure de leur étude de p -facteur. Ces auteurs expliquent que ces problèmes pourraient être dus à une mauvaise estimation de la distance en elle-même. En effet, l'étoile possède un compagnon qui induit sur elle un déplacement angulaire relativement grand, pouvant introduire un biais dans les mesures astrométriques - bien que celles-ci soient corrigées de la présence du compagnon. Si nous excluons FF Aql de notre étude nous aboutissons au résultat de la figure 4.16. L'ajustement d'une constante donne alors : $p = 1.326 \pm 0.021$ ($\chi^2 = 0.589$), tandis que la regression linéaire mène à $p = 0.015_{\pm 0.059}(\log P - 1) + 1.325_{\pm 0.021}$ ($\chi^2 = 0.584$). Au passage, il est intéressant de constater que l'ajout du p -facteur de RS Pup ne change presque pas les résultats présentés dans le papier, qui n'incluait que les Céphéides ayant une parallaxe *HST*.

Dans les résultats présentés ci-dessus, p a une précision redoutable de l'ordre de 1.5%. Comme nous l'avons déjà dit, cette incertitude est calculée grâce à la méthode statistique du "bootstrapping". Cela revient à faire deux hypothèses implicites assez fortes :

- On peut faire la moyenne des parallaxes *HST* pour l'étalonnage de la relation Période- p -facteur. En fait, on ne connaît pas l'erreur systématique de ces mesures, ce qui ne

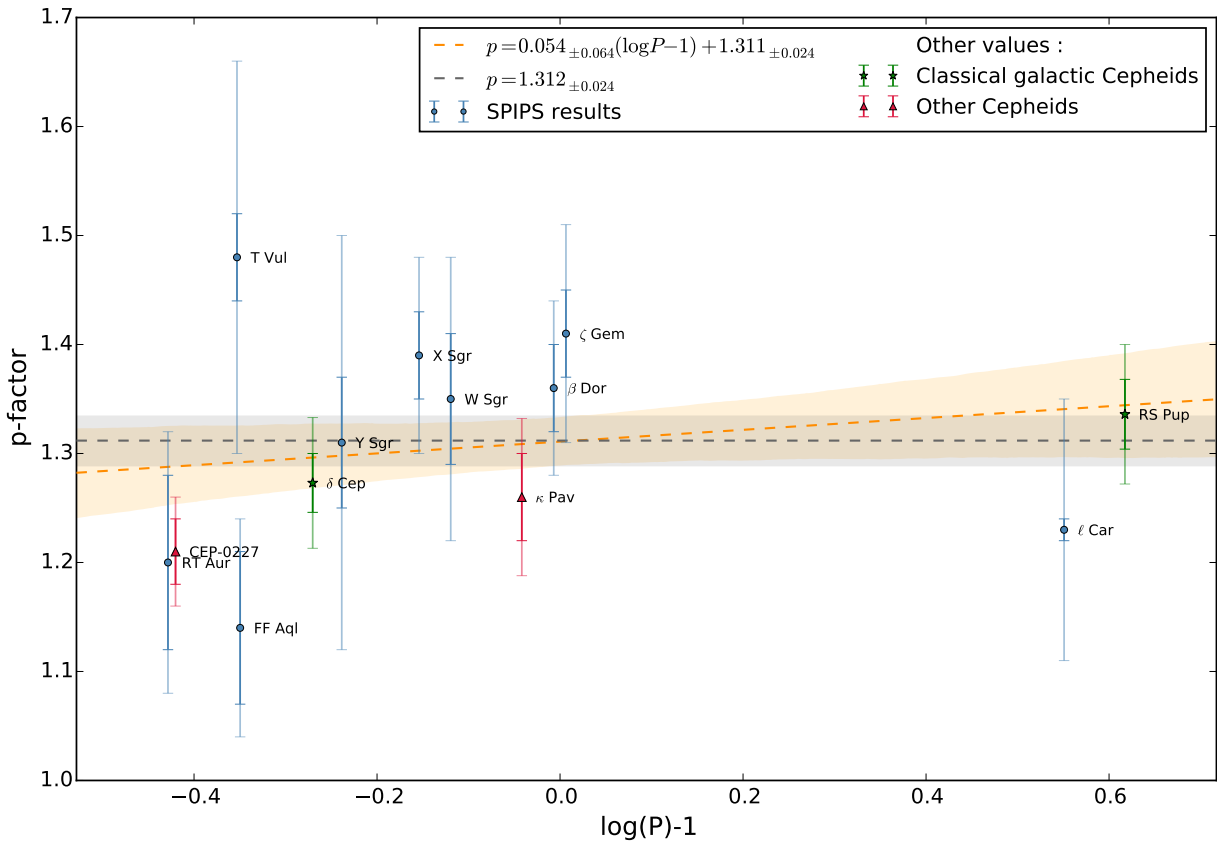


FIGURE 4.15 – Relation entre la période et le p -facteur pour les Céphéides de notre échantillon. On ajuste à la fois une constante (en noir) et une fonction linéaire (en orange). Les erreurs (zones colorées) sont déduites d'un "bootstrapping". La partie interne des barres d'erreur représente l'incertitude statistique des mesures.

nous permet pas de conclure avec certitude que les parallaxes sont indépendantes les unes des autres. Ici, nous supposons que l'erreur systématique affectant les mesures de parallaxe *HST* sont inférieures à 2%. En pratique, cela paraît difficile à imaginer au vu des erreurs relatives totales qui sont plutôt de l'ordre de 5% ou plus.

- Le p -facteur est constant en fonction de la période. Comme nous l'avons vu, c'est un point sur lequel il est difficile de conclure pour le moment, car nous n'avons pas une contrainte suffisamment grande sur l'ajustement de la pente de notre relation Période- p -facteur. Nos résultats sont statistiquement compatibles avec une valeur constante, mais ils n'excluent pas pour autant la possibilité d'une pente légère.

Si les deux hypothèses ci-dessus ne sont pas vérifiées, on pourrait facilement aboutir à une erreur relative de l'ordre de 5% (ou plus) sur nos résultats. Pour avoir des incertitudes plus réalistes et conservatives, on peut par exemple prendre comme erreur la déviation standard

des résidus. On aboutit alors aux résultats suivants (en excluant toujours FF Aql) : $p = 1.326 \pm 0.080$, et $p = 0.015_{\pm 0.059}(\log P - 1) + 1.325_{\pm 0.081}$ ($\chi^2 = 0.584$).

Il peut sembler assez dommage d'utiliser des barres d'erreur aussi grandes, car elles ne reflètent plus vraiment la précision réelle que l'on peut atteindre grâce à la méthode SPIPS. Cependant, cela permet de montrer que notre limitation à l'heure actuelle ne vient pas de SPIPS, mais bien des incertitudes encore trop élevées sur les mesures de distance disponibles. Grâce aux parallaxes du satellite *Gaia* qui vont être publiées dans les prochaines années, nous allons être capables de mesurer le p -facteur sur un échantillon de Céphéides galactiques beaucoup plus grand, et ce avec une précision de l'ordre du pourcent. Ces résultats devraient permettre une calibration robuste de la méthode de la parallaxe-de-pulsation.

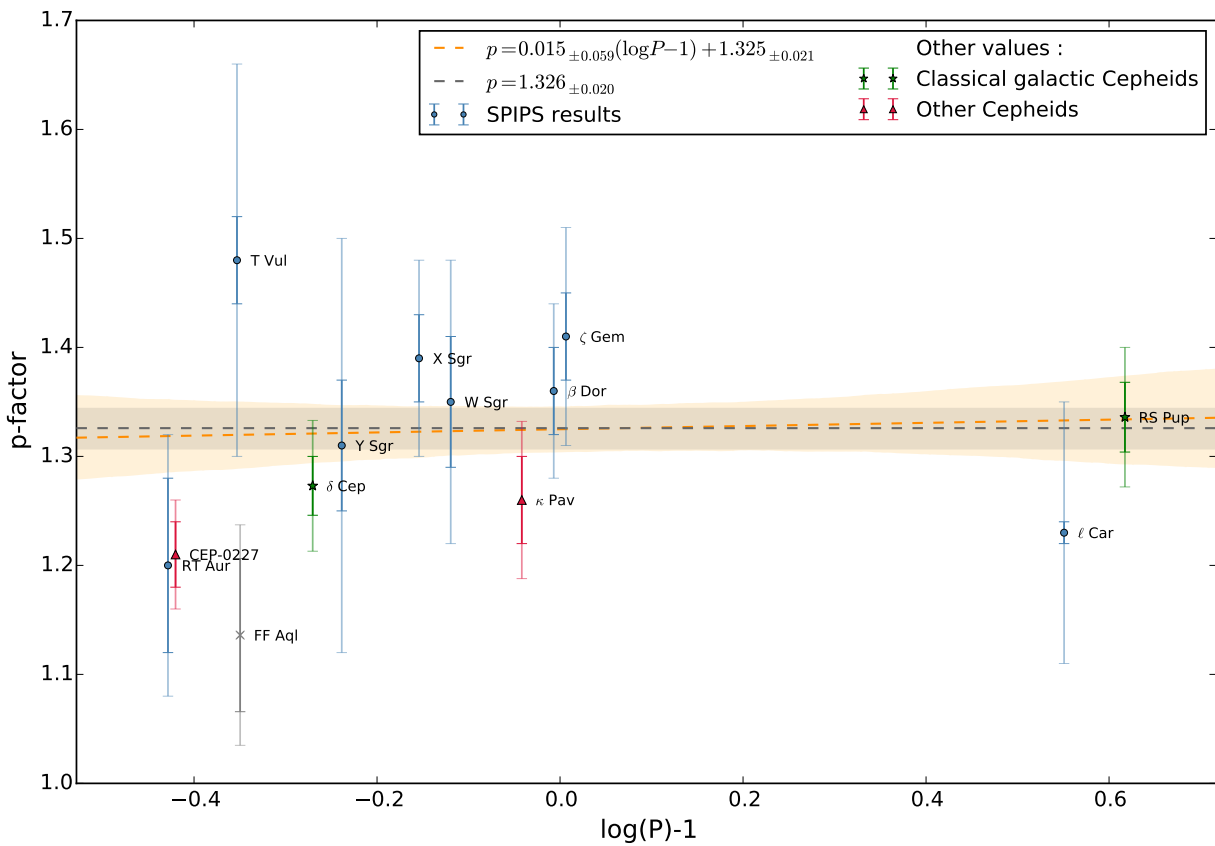


FIGURE 4.16 – Même chose qu'à la figure 4.15, mais en excluant l'étoile FF Aql de l'ajustement.

4.6 Publication : Breitfelder et al. (2015), *accepté pour publication dans le journal A&A*

Observational calibration of the projection factor of Cepheids

II. Application to nine Cepheids with HST/FGS parallax measurements^{*}

J. Breielfelder^{1,2}, A. Mérand¹, P. Kervella^{2,3}, A. Gallenne⁴, L. Szabados⁵, R. I. Anderson^{6**}, and J.-B. Le Bouquin⁷

¹ European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
e-mail: joanne.breielfelder@obspm.fr

² LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, PSL, CNRS, UPMC, Univ. Paris-Diderot, 5 pl. Jules Janssen, 92195 Meudon, France

³ Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía, CNRS/INSU, France (UMI 3386) and Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chi

⁴ Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C, Concepción, Chile

⁵ Konkoly Observatory of the Hungarian Academy of Sciences, H-1121 Budapest, Konkoly Thege Str. 15-17, Hungary

⁶ Department of Physics and Astronomy, The Johns Hopkins University, 3400 N. Charles St, Baltimore, MD 21218, USA

⁷ UJF-Grenoble 1 / CNRS-INSU, Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (IPAG) UMR 5274, Grenoble, France

Received date / Accepted date

ABSTRACT

Context. The distance to pulsating stars is classically estimated using the parallax-of-pulsation (PoP) method, that combines spectroscopic radial velocity measurements and angular diameter estimates to derive the distance of the star. A particularly important application of this method is the determination of Cepheid distances, in view of the calibration of their distance scale. However, the conversion of radial to pulsational velocities in the PoP method relies on a poorly calibrated parameter, the projection factor (p -factor). *Aims.* We aim at measuring empirically the value for the p -factors of an homogeneous sample of nine bright Galactic Cepheids for which trigonometric parallaxes were measured using the HST Fine Guidance Sensor by Benedict et al. (2007).

Methods. We use the SPIPS algorithm, a robust implementation of the PoP method that combines photometry, interferometry and radial velocity measurements in a global modeling of the pulsation of the star. We obtained new interferometric angular diameter measurements using the VLTI/PIONIER instrument, completed by data from the literature. Using the known distance as an input, we derive the value of the p -factor of the nine stars of our sample and study its dependence with the pulsation period.

Results. We find the following p -factors: $p = 1.20 \pm 0.12$ for RT Aur, $p = 1.48 \pm 0.18$ for T Vul, $p = 1.14 \pm 0.10$ for FF Aql, $p = 1.31 \pm 0.19$ for Y Sgr, $p = 1.39 \pm 0.09$ for X Sgr, $p = 1.35 \pm 0.13$ for W Sgr, $p = 1.36 \pm 0.08$ for β Dor, $p = 1.41 \pm 0.10$ for ζ Gem, and $p = 1.23 \pm 0.12$ for ℓ Car.

Conclusions. The values of the p -factors that we obtain are consistently close to $p = 1.324 \pm 0.024$. We observe some dispersion around this average value, but the observed distribution is statistically consistent with a constant value of the p -factor as a function of the pulsation period ($\chi^2 = 0.669$). The error budget of our determination of the p -factor values is presently dominated by the uncertainty on the parallax, a limitation that will soon be waived by Gaia.

Key words. Stars: variables: Cepheids, Techniques: interferometric, Methods: observational, Stars: distances

1. Introduction

Cepheids are remarkable among variable stars for the tight relationship between their pulsation period and intrinsic luminosity (the Leavitt law, [Leavitt & Pickering 1912](#)). This empirical relation makes Cepheids very useful as primary distance indicator. Indeed, their brightness and number make them easily observable in the Milky Way, the Magellanic Clouds, and up to approximately 100 Mpc. They are therefore a key element of the extragalactic cosmic ladder, and an accurate calibration of this law is fundamental.

A common way to estimate Cepheid distances is the parallax-of-pulsation (PoP) method, that relies on the comparison of the linear amplitude of the pulsation (derived from spectroscopic radial velocities) and its angular amplitude (from interferometry, or surface brightness-color relations). The PoP

technique requires to translate the spectroscopic radial velocity (hereafter RV) integrated over the disk of the star into a pulsation velocity (the velocity of the stellar photosphere). This conversion is achieved through a parameter, the projection factor (p -factor), whose calibration is currently uncertain at a 5 to 10% level. Unfortunately, there is a full degeneracy between the p -factor and the derived distance, and this results in a global, systematic uncertainty of 5 to 10% on the Cepheid distance scale calibrated using the PoP technique. [Merand et al. \(2015\)](#) developed recently a new version of the PoP technique: the SPIPS algorithm. This implementation is particularly robust as it is based on the full set of available observational constraints: multicolor photometry, RVs and interferometric AD measurements. Previous PoP implementations rely only on two-color photometry and RVs, and they are therefore more prone to biases due to peculiar atmospheric effects (e.g. around the rebound phase), reddening, or circumstellar envelopes (CSEs). The SPIPS algorithm relies on three assumptions:

^{*} Based on observations realized with ESO facilities at Paranal Observatory under program 093.D-0316, 094.D-0773 and 094.D-0584

^{**} Swiss National Science Foundation Fellow

1. Cepheids are pulsating on a radial mode, which is known to be true for most of them;
2. The angular size estimates (through interferometry and/or photometry) and the linear size measurement (from the integration of the RV curve), correspond to the same layer in the star. This is in practice not exactly the case, as the line-forming region is naturally located above the photosphere. In the present study, we consider velocities derived from a cross-correlation of the spectra, which represent an average altitude in the atmosphere, but do not match exactly with the photosphere. The present calibration of the p -factor with SPIPS implicitly includes this effect.
3. Cycle-to-cycle modulation in the amplitude of pulsation is sufficiently small: this is what allows us to combine data from different epochs. It has been reported recently that this is not entirely true for some Cepheids (Anderson 2014, Evans et al. 2015b). However, these effects are only a second order contribution in error budget, and concern only one of the Cepheids studied, ℓ Car.

A calibration of the Leavitt law at a 1% level requires *unbiased* distance measurements to calibrator Cepheids at the same level. It has been shown that this is a reachable goal with SPIPS, under the condition that we calibrate sufficiently accurately the p -factor.

Cepheids with a distance already known (e.g. *HST* parallax, light echoes, orbital parallax, etc.) allow us to break the degeneracy between the distance and the p -factor and study the possible correlation of this factor with the pulsation period (or other stellar parameters). We therefore take advantage of the parallaxes measured by Benedict et al. (2007) for nearby Cepheids to apply the SPIPS algorithm and derive their p -factor values. We present in Sect. 2 our new VLTI/PIONIER interferometric AD measurements and the complementary datasets collected from the literature. Sect. 3 is dedicated to a brief description of the SPIPS algorithm. We review our main results star-by-star in Sect. 4, and then discuss the resulting p -factor values in Sect. 5.

2. Observations and data processing

2.1. VLTI/PIONIER long-baseline interferometry

Since a few years we have been leading a large program of interferometric observations with the 4-telescopes beam-combiner PIONIER, installed at the *Very Large Telescope Interferometer* (hereafter VLTI) at Cerro Paranal Observatory (Chile). We present new data obtained for five classical Cepheids: X Sgr, W Sgr, ζ Gem, β Dor and ℓ Car. The observations were undertaken using the four 1.8 meter relocatable Auxiliary Telescopes in the largest available configuration. The largest baselines allow us to reach higher spatial frequencies, that are needed in this program since the AD of our targets is typically between 1 and 3 milliarcseconds (mas). The journal of the observations is summarized in Table 1. For almost all the observations carried out in 2014 we used the SMALL dispersion mode of PIONIER allowing to observe in 3 spectral channels of the H band (1.59 μm , 1.67 μm , and 1.76 μm), and corresponding to a low spectral resolution of $R \sim 40$. We used the LARGE mode for the observations of the bright star ℓ Car, in which the light is dispersed over seven spectral channels of the H band (1.52 μm , 1.55 μm , 1.60 μm , 1.66 μm , 1.71 μm , 1.76 μm , and 1.80 μm). PIONIER was upgraded with a new detector between ESO periods 93 and 94. Consequently, all observations of 2015 were carried out using the new GRISM dispersion mode covering 6 spectral

channels of the H band (1.53 μm , 1.58 μm , 1.63 μm , 1.68 μm , 1.73 μm , and 1.78 μm), giving an equivalent spectral resolution of $R \sim 45$. Each Cepheid was observed alternatively with 2 different calibrator stars, generally smaller to reach higher visibilities and not more than 5° away from the science target. The main characteristics of the calibrators are given in Table 3. They were all selected from Mérand et al. (2005a) and the JMMC tool SearchCal (Lafresse et al. 2010, Bonneau et al. 2006, Bonneau et al. 2011).

The raw data were reduced through the pndrs data reduction software of PIONIER (Le Bouquin et al. 2011), which provided us with calibrated squared visibilities and closure phases. We then adjusted these data with a uniform disk (UD) model using the LITPro¹ software (Tallon-Bosc et al. 2008) to retrieve UD angular diameters. For each Cepheid, we obtain between 3 and 6 epochs that complement the literature data and provide a satisfactory coverage of the pulsation cycle. Only ζ Gem does not have its diameter curve fully covered by our observations. The resulting ADs are listed in Table 2. For each Cepheid we specify the Modified Julian date (MJD) of the observations, from which the pulsation phase is derived using the ephemeris in Table 5, the UD angular diameter, the statistical error bar given by the model fitting, and the systematic error which is defined as the mean error on the calibrators diameters. We also indicate the χ^2 of the UD model fitting, to show the consistency of the statistical error (which is small thanks to the high number of single visibility measurements). ℓ Car has been observed in the framework of two different programs. The three first epochs are of a less good quality and the UD model fit consequently leads to higher χ^2 , while the other data points result from longer observations (about 5 hours of observation per night) and have therefore quite small uncertainties (see Anderson et al. in prep.). An example of the very good quality visibility curves obtained for the minimum and maximum diameter of ℓ Car are shown in Fig. 1. For the SPIPS model fit (see Merand et al. (2015), see also Sect. 3), the uniform disk ADs are converted to limb darkening (LD) values using SATLAS spherical atmosphere models (Neilson & Lester 2013).

We used the CANDID² tool (Gallenne et al. 2015) to check all our interferometric data (considering both visibilities and phase closures) for the presence of close companions (located within ≈ 50 mas of the Cepheid). At the detection level of CANDID (about 1% in flux ratio), we did not find any significant signal at more than 3σ , we therefore conclude that our diameter measurements are not biased by the contribution of resolved companions. A precise study of binarity with CANDID would actually require more time of integration on each Cepheid. Data dedicated to diameter measurement are in general less numerous. The raw data are all available on the ESO Archive, and the reduced data are available from the Jean-Marie Mariotti Center OiDB service³. They result from a basic calibration and may be slightly different from the data presented here, since we made our own calibration, excluding in particular the observations undertaken under bad conditions or degraded by instrumental issues. We completed our sample of interferometric AD measurements with values from Kervella et al. (2004b), Lane et al. (2002), Davis et al. (2009), Gallenne et al. (2012) and Jacob (2008).

¹ available at <http://www.jmmc.fr/litpro>

² <https://github.com/amerand/CANDID>

³ <http://oidb.jmmc.fr/index.html>

Table 2: PIONIER observations. We give here the mean MJD (defined as JD–2 400 000.5) of each observing night, the corresponding phase (taking ϕ_0 at the maximum of luminosity in V), the range of baselines, the best uniform disk diameter adjusted on the squared visibility measurements, its uncertainty, and the reduced χ^2 of the fit.

MJD	Baselines (m)	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$ (mas)	χ^2
<i>X Sgr</i>				
56867.1442	56.76 - 139.97	0.49	$1.3428 \pm 0.0025 \pm 0.0595$	2.85
56869.1692	56.76 - 139.97	0.78	$1.2791 \pm 0.0031 \pm 0.0170$	1.18
56871.1730	56.76 - 139.97	0.07	$1.3185 \pm 0.0034 \pm 0.0170$	1.07
56874.1975	56.76 - 139.97	0.50	$1.3507 \pm 0.0125 \pm 0.0170$	2.56
56894.1539	56.76 - 139.97	0.34	$1.4098 \pm 0.0033 \pm 0.0170$	1.11
<i>W Sgr</i>				
56867.0798	56.76 - 139.97	0.53	$1.1978 \pm 0.0018 \pm 0.0170$	1.34
56869.0861	56.76 - 139.97	0.79	$1.0778 \pm 0.0036 \pm 0.0170$	2.80
56871.1161	56.76 - 139.97	0.06	$1.0995 \pm 0.0036 \pm 0.0170$	0.91
56874.1477	56.76 - 139.97	0.46	$1.1606 \pm 0.0044 \pm 0.0170$	2.45
56894.1044	56.76 - 139.97	0.09	$1.1184 \pm 0.0021 \pm 0.0170$	0.82
56889.1339	56.76 - 139.97	0.43	$1.1711 \pm 0.0047 \pm 0.0170$	1.02
<i>ζ Gem</i>				
57038.2455	46.64 - 129.08	0.73	$1.5372 \pm 0.0025 \pm 0.0425$	1.97
57039.2786	46.64 - 129.08	0.83	$1.5871 \pm 0.0029 \pm 0.0425$	2.01
57071.1621	56.76 - 139.97	0.97	$1.6047 \pm 0.0020 \pm 0.0690$	1.17
57067.1395	56.76 - 139.97	0.57	$1.5660 \pm 0.0020 \pm 0.0425$	0.99
<i>β Dor</i>				
57036.0889	46.64 - 129.08	0.91	$1.6857 \pm 0.0016 \pm 0.0120$	2.41
57037.0627	46.64 - 129.08	0.01	$1.7584 \pm 0.0012 \pm 0.0120$	1.21
57038.0605	46.64 - 129.08	0.11	$1.8160 \pm 0.0010 \pm 0.0120$	2.98
57071.0192	56.76 - 139.97	0.46	$1.7939 \pm 0.0020 \pm 0.0120$	1.03
57074.0888	56.76 - 139.97	0.77	$1.6022 \pm 0.0040 \pm 0.0120$	1.78
57067.0280	56.76 - 139.97	0.05	$1.7098 \pm 0.0020 \pm 0.0120$	2.43
<i>ℓ Car</i>				
56750.0604	56.76 - 139.97	0.41	$3.1059 \pm 0.0032 \pm 0.0990$	5.88
56752.1463	56.76 - 139.97	0.47	$3.0803 \pm 0.0028 \pm 0.0575$	6.76
56785.0895	56.76 - 139.97	0.40	$3.1143 \pm 0.0017 \pm 0.0575$	3.97
57049.2983	46.64 - 129.08	0.83	$2.6383 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03
57050.2604	46.64 - 129.08	0.85	$2.6009 \pm 0.0009 \pm 0.0160$	0.04
57051.3043	46.64 - 129.08	0.88	$2.5999 \pm 0.0004 \pm 0.0160$	0.03
57052.3017	46.64 - 129.08	0.91	$2.6038 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.02
57053.3081	46.64 - 129.08	0.94	$2.6156 \pm 0.0004 \pm 0.0160$	0.02
57058.3484	41.03 - 82.48	0.08	$2.8430 \pm 0.0025 \pm 0.0160$	0.05
57059.3568	41.03 - 82.48	0.11	$2.8913 \pm 0.0035 \pm 0.0160$	0.05
57066.1018	56.76 - 139.97	0.30	$3.0929 \pm 0.0002 \pm 0.0160$	0.02
57068.2169	56.76 - 139.97	0.36	$3.1117 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03
57069.1280	56.76 - 139.97	0.39	$3.1089 \pm 0.0002 \pm 0.0160$	0.03
57070.1479	56.76 - 139.97	0.41	$3.1104 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03
57072.1099	56.76 - 139.97	0.47	$3.0888 \pm 0.0003 \pm 0.0160$	0.03

2.2. Radial velocity measurements from the literature

The present study makes use of the following references providing RV data: [Anderson \(2014\)](#), [Barnes et al. \(2005\)](#), [Bersier et al. \(1994b\)](#), [Bersier \(2002\)](#), [Evans et al. \(1990\)](#), [Gorynya et al. \(1998\)](#), [Kiss \(1998\)](#), [Nardetto et al. \(2009\)](#), [Pettersson et al. \(2005\)](#), and [Storm et al. \(2011\)](#).

The data coming from these different sources are consistent with each other, since almost all the RVs were determined with the same method (i.e. a cross-correlation of the spectra with a binary mask and a Gaussian fit of the resulting cross-correlation profile), and are given in the *International Astronomical Union* standard RV system. Only the velocities of [Pettersson et al. \(2005\)](#) have been treated differently and result from a measurement of

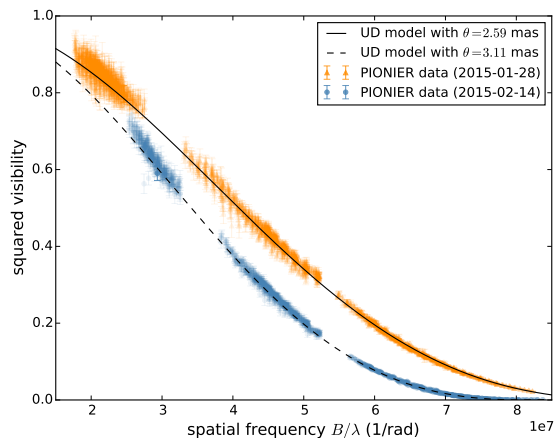


Fig. 1: Squared visibilities measured with PIONIER at the minimum and the maximum diameters for ℓ Car. The data are fitted with a uniform disk model leading to the diameters of $\theta_{\min} = 2.59$ mas (MJD=57051, in orange) and $\theta_{\min} = 3.11$ mas (MJD=57068, in blue).

the line bisector. A change in the measurement method has an effect on the amplitude of the RV curve, especially if the spectral lines become highly asymmetric during the pulsation (Nardetto et al. 2006). Nevertheless, we needed these data to get a sufficiently complete coverage of the RV curve of β Dor and W Sgr. Fortunately, none of these stars shows a significant amplitude modulation between these data and the other data sets (based on cross-correlation) that were used jointly. The CORAVEL data from Bersier et al. (1994b) and Bersier (2002) are given with an offset of $+0.4 \text{ km s}^{-1}$ compared to IAU standard, while the zero point of Gorynya et al. (1998) data is given between $+0.5$ and $+1.5 \text{ km s}^{-1}$, because different instruments were used in the observing campaign. Although we did not use it in the present study, we underline that all the CORAVEL zero points have been recently listed by Evans et al. (2015a). Except for ζ Gem, β Dor, T Vul and Y Sgr, we cannot see vertical shifts of the RV curves coming from different datasets. For the stars mentioned above, we simply corrected the different RV curves to have the mean value of the model coinciding with $V_{\text{mean}} = 0 \text{ km s}^{-1}$, for each author. This process allows us to "clean" the curve for possible biases like zero point uncertainties or Keplerian motion due to a companion, and to keep only the pulsation component. A discussion about the offsets between different RV datasets is presented in Kiss & Vinkó (2000). Kiss (1998) gives two different values for the RVs, resulting from the cross-correlation of two different parts of the spectra, and we choose to keep the mean value of both measurements. Finally, to take into account all the systematic effects due to the combination of different datasets, we consider a systematic error of $\pm 0.3 \text{ km s}^{-1}$ that we quadratically add to the uncertainties of all the RV data. The Cepheids of our sample have a reasonably good coverage in RV, that is essential for a proper estimation of the radius curve (Sect. 3).

2.3. Photometry from the literature

The present study makes use of an extensive collection of optical and near-infrared (hereafter IR) light curves. We use BV photometric data from Kiss (1998), Barnes et al. (1997), Berdnikov (2008), Dean et al. (1977), Madore (1975), Moffett & Barnes

Table 1: Journal of our new PIONIER observations

date	ATs config.	Disp.	Seeing
2014-04-02	A1-G1-K0-J3	LARGE	0.7-2.2
2014-04-04	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-1.7
2014-05-07	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.9
2014-07-28	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.6
2014-07-30	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.6
2014-08-01	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-3.5
2014-08-04	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-3.0
2014-08-19	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.6-3.0
2014-08-24	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.5-1.2
2015-01-13	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.6-1.5
2015-01-14	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.5-1.6
2015-01-15	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.5-1.7
2015-01-16	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.6-2.0
2015-01-26	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.4-1.9
2015-01-27	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.6-2.7
2015-01-28	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.4-1.4
2015-01-29	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.8-1.6
2015-01-30	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.5-1.9
2015-02-04	D0-H0-G1-I1	GRISM	Unknown
2015-02-05	D0-H0-G1-I1	GRISM	Unknown
2015-02-12	A1-G1-K0-J3	GRISM	Unknown
2015-02-13	A1-K0-J3	GRISM	0.7-2.8
2015-02-14	A1-G1-K0-J3	GRISM	Unknown
2015-02-15	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.5-1.8
2015-02-16	A1-G1-K0-J3	GRISM	Unknown
2015-02-17	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.7-2.4
2015-02-18	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.9-3.0
2015-02-20	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.8-2.9

Notes. PIONIER spectral dispersion setup: LARGE; dispersion over seven spectral channels of the H band (1.52, 1.55, 1.60, 1.66, 1.71, 1.76, and $1.80 \mu\text{m}$). SMALL; dispersion over three spectral channels of the H band (1.59, 1.67, and $1.76 \mu\text{m}$). GRISM; dispersion over six spectral channels of the H band (1.53, 1.58, 1.63, 1.68, 1.73, and $1.78 \mu\text{m}$).

(1984), Shobbrook (1992), Szabados (1977), Szabados (1981), and Szabados (1991). Most of these magnitudes are expressed in the standard Johnson-Morgan-Cousins system, we therefore fitted them with the Johnson and Cousins filters provided by the General Catalog of Photometric Data (GCPD) and revised by Mann & von Braun (2015)⁴. We also use data from the *Hipparcos* and *Tycho* catalogues (ESA 1997), that we fit with the dedicated *Hipparcos* and *Tycho B* and *V*-band filters, also revised by Mann & von Braun (2015). Finally, we use Geneva magnitudes from Bersier et al. (1994a) and Bersier (2002) (only in the V -band), that were fitted with the suited Geneva V -band filter provided by the *Spanish Virtual Observatory*. We do not use the photometry in the R and I bands provided by some of these authors, since the detectors quantum efficiency is generally uncertain in this wavelength range and the filter+detector effective bandpass is therefore poorly defined. As a consequence, these data tend to degrade the quality of the overall fit. Besides, the temperature and the reddening informations are mainly con-

⁴ <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps3/index.php>

Table 3: Properties of the interferometric calibrators used during our PIONIER observations. We indicate the uniform disk diameter in H band and the corresponding uncertainty.

Star	m_V	m_H	$\theta_{UD} \pm \sigma$ (mas)	Ref.
HD35199	7.2	4.11	0.854 ± 0.012	(a)
HD39608	7.35	3.96	0.939 ± 0.012	(a)
HD50607	6.55	4.59	0.594 ± 0.042	(b)
HD50692	5.76	4.51	0.604 ± 0.043	(b)
HD54131	5.49	3.22	1.356 ± 0.096	(b)
HD81101	4.8	2.66	1.394 ± 0.099	(b)
HD81502	6.29	3.24	1.23 ± 0.016	(a)
HD89805	6.3	2.87	1.449 ± 0.019	(a)
HD156992	6.36	3.12	1.24 ± 0.017	(a)
HD166295	6.68	2.93	1.266 ± 0.017	(a)
HD166464	4.98	2.68	1.434 ± 0.102	(b)
HD170499	7.73	3.25	1.235 ± 0.017	(a)

Notes. References: (a) [Mérand et al. 2005a](#); (b) JMMC catalogue of calibration sources

tained in the B and V bands, while the envelope is seen in IR. We also included photometry in the IR JHK bands, that is less sensitive to the interstellar reddening and more to the effective temperature. We gathered data from [Barnes et al. \(1997\)](#), [Monson & Pierce \(2011\)](#) and [Welch et al. \(1984\)](#), which are all given in the CTIO photometric system; and from [Lloyd Evans \(1980\)](#), [Feast et al. \(2008\)](#), and [Laney & Stobie \(1992\)](#), which we converted from the SAAO to the CTIO systems through the laws given in [Carter \(1990\)](#)⁵.

Most authors give a standard deviation of 0.01 to 0.02 magnitudes for the individual measurements. The data from *Hipparcos* have very small error bars. To give them an equivalent weight in the fitting process, we multiplied all of the uncertainties by an arbitrary factor of 3, that allows to get a reduced χ^2 close to 1 for the fit of this particular data set. To take into account the different instrumental calibrations, we added a systematic uncertainty of 0.02 magnitudes to all our photometric data. This value is consistent with the average offset generally observed when combining data from different instruments and magnitude systems (see for instance [Barnes et al. 1997](#)). The references of the data used for our nine Cepheids are summarized in Table 4. All Cepheids have an excellent phase coverage in all the selected optical and IR bands.

3. The SPIPS algorithm

To reproduce our complete observational data set, we use the *Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars* modeling tool (SPIPS, [Merand et al. 2015](#)), inspired from the classical PoP technique (commonly known as "Baade-Wesselink"). The general idea of this method is to compare the linear and angular variations of the Cepheid diameters to retrieve the distance. The SPIPS code can take into account all the different types of data and observables that can be found in the literature, in particular magnitudes and colors in all optical and IR bands and filters,

⁵ The relations between SAAO and other systems given by Carter et al. 1990 are summarized on the Asiago Database on Photometric Systems webpage (http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/Systems/Sys_137/fig_137.gif)

Table 4: Data used on each star to apply the SPIPS method. We gathered from the literature all the best quality radial velocities, photometry in bands $BVRI$ and JHK , and interferometric diameters (Diam.).

Star	RVs	BV	JHK	Diam.
β Dor	d, h, i	d, l, n, q, u	v, x	A, C, F
ζ Gem	c, f, g, h, j	l, g, p, q, s, u, m	w	B, C
X Sgr	j	d, l, p, q, u	w, z	A, C
Y Sgr	d, h, j	d, l, p, q, u	z	-
W Sgr	c, i	l, p, q, u, m	z	A, C
FF Aql	e, f, g	l, p, r, t, u	z	E
RT Aur	f, g	k, l, g, p, r, u	j, y	-
T Vul	b, c, g	k, l, g, p, r, u, m	j, z	E
ℓ Car	a, d, h, i	d, l, o, u, n	x	A, C, D

Notes. References: (a) [Anderson \(2014\)](#); (b) [Barnes et al. \(2005\)](#); (c) [Bersier et al. \(1994b\)](#); (d) [Bersier \(2002\)](#); (e) [Evans et al. \(1990\)](#); (f) [Gorynya et al. \(1998\)](#); (g) [Kiss \(1998\)](#); (h) [Nardetto et al. \(2009\)](#); (i) [Pettersson et al. \(2005\)](#); (j) [Storm et al. \(2011\)](#); (k) [Barnes et al. \(1997\)](#); (l) [Berdnikov \(2008\)](#); (m) [Bersier et al. \(1994a\)](#); (n) [Dean et al. \(1977\)](#); (o) [Madore \(1975\)](#); (p) [Moffett & Barnes \(1984\)](#); (q) [Shobbrook \(1992\)](#); (r) [Szabados \(1977\)](#); (s) [Szabados \(1981\)](#); (t) [Szabados \(1991\)](#); (u) [ESA \(1997\)](#); (v) [Lloyd Evans \(1980\)](#); (w) [Feast et al. \(2008\)](#); (x) [Laney & Stobie \(1992\)](#); (y) [Monson & Pierce \(2011\)](#); (z) [Welch et al. \(1984\)](#); (A) VINCI/VLTI and FLUOR/IOTA data ([Kervella et al. 2004b](#)); (B) PTI data ([Lane et al. 2002](#)); (C) PIONIER data (*present work*); (D) SUSI data ([Davis et al. 2009](#)); (E) FLUOR/CHARA data ([Gallenne et al. 2012](#)); (F) SUSI data ([Jacob 2008](#)).

RVs, and interferometric angular diameters (ADs). The resulting redundancy in the observables ensures a higher level of robustness. For instance, the AD is constrained by both the interferometry and the photometry (*via* the use of atmospheric models). The SPIPS code also allows to fit an excess in K and H -band, to bring out the possible presence of a CSE. It also outputs the color excess $E(B - V)$, derived through the reddening law from [Fitzpatrick \(1999\)](#), considering the classical Galactic value of the total-to-selective absorption $R_V = 3.1$.

It is necessary to set the value of the p -factor (also abbreviated as p in the following) used to convert the spectral RVs into photospheric pulsation velocities through $V_{\text{puls}} = p V_{\text{rad}}$. The p -factor is fully degenerate with the distance in the PoP technique (including SPIPS). In fact, p and d are symmetrical in the fitting process, and only the ratio p/d can be derived unambiguously, unless one of these two parameters can be determined independently and input in SPIPS as a fixed parameter. The p -factor is also sensitive to the spectral lines that are considered, since they are all formed in different layers of the atmosphere and do not pulsate at the exact same velocity. Observing in different lines (e.g. different line forming regions) will consequently lead to different p -factors. In the present study, we mainly use cross-correlation velocities, that allow us to average out the differential atmospheric effects. The method used to derive the RVs is an important point in the PoP method, as the curves obtained with different techniques can have more than 5% difference in amplitude ([Nardetto et al. 2007](#)). It is important to stress that the results from the present study are suited for the cross-correlation method and a Gaussian fit of the cross-correlation profile.

We selected nine Cepheids whose parallax has been measured by [Benedict et al. \(2007\)](#) using the Fine Guidance Sensor

(FGS) on board the *Hubble Space Telescope*: RT Aur, T Vul, FF Aql, Y Sgr, X Sgr, W Sgr, β Dor, ζ Gem and ℓ Car. Knowing the distance, we can break the degeneracy of the PoP method and deduce the value of their p -factor, as already done on the prototype classical Cepheid δ Cep by Mérand et al. (2005b), and on the type II Cepheid κ Pav by Breitfelder et al. (2015). These studies gave values of respectively 1.27 ± 0.06 and 1.26 ± 0.07 for the p -factor. For each Cepheid, we fit the RV curves using spline functions defined by semi-fixed nodes. Although it is numerically less stable than Fourier series, it leads to smoother models and avoids the introduction of unphysical oscillations when the data are too dispersed or not dense enough. The photometry curves are fitted with Fourier series. This does not introduce spurious oscillations thanks to the large quantity and good phase coverage of photometric data collected for each star. To take into account in a balanced way each main observable (RV, interferometry, IR photometry, and optical photometry), we allocate to these different data sets the same weight in the fitting process. We do this by multiplying the error bars by a factor inversely proportional to the number of data points contained in that observable group. For each Cepheid, we set a reference MJD taken as close as possible to the center of the time interval covered by the data, and corresponding to a maximum of luminosity. We fit both the period and a linear variation dP/dt with the SPIPS code: the best parameters being the ones allowing the smallest dispersion of the data. This approach is different from the usual study of the O-C diagram, and does not always lead to identical results (Sect. 4). The final ephemerides used to phase the data are given in Table 5. We indicate the reference date, the period and its variation, and the corresponding crossing of the Cepheid in the instability strip (deduced from the predictions of Fadeyev 2014). The table also gives the epoch range covered by the data, which is a relevant information for the calculation of the dP/dt variation. The results are described star-by-star in the Section 4, and the graphics resulting from the SPIPS modeling are shown in the annexes. The values of all the best-fit parameters are given in Table 7, where we indicate both the statistical and the systematic errors. In the case of the p -factor, this last one is due to the parallax. For the temperature and the reddening, the systematic error has been set by running a "jackknife" algorithm on the photometric data of δ Cep, a star that has been extensively studied in Mérand et al. (2005b) and Merand et al. (2015). This method leads to uncertainties of 0.016 for the reddenings and 50 K for the temperatures. When no interferometric diameters were available, we considered a systematic error of 2% on the diameters (Kervella et al. 2004a).

4. Results

4.1. RT Aur

RT Aur is a very short period Cepheid (3.7 days). Its cycle-to-cycle photometric variations were recently studied by Evans et al. (2015b), who found out a high repeatability in amplitude, but a slow drift of 0.000986 days per century (0.852 s/yr) in pulsation period. Turner et al. (2007) propose a much lower value of 0.082 ± 0.012 s/yr, closer to our own value of 0.124 ± 0.036 s/yr. This period change is the one expected for a Cepheid crossing the instability strip for the third time (Fadeyev 2014). Turner et al. (2007) observed a sinusoidal trend in the O-C diagram, interpreted as a light-time effect produced by a long period orbit companion. Evans et al. (2015b) reported as well a slight decrease in v_γ , but they did not conclude about the presence of a companion. Gallenne et al. (2015) detected the compan-

ion from CHARA/MIRC interferometric observations and using the CANDID code. The data revealed a very close companion lying only 2.1 mas away from the Cepheid. It is however unconfirmed and demands further studies. Gallenne et al. (2015) published a UD diameter of 0.699 ± 0.011 at $\phi = 0.32$, which is consistent with the value found in the present study at the same phase. Kovtyukh et al. (2008) and Benedict et al. (2007) gave respective color excesses of $E(B - V) = 0.050 \pm 0.036$ and 0.051, which are both consistent with the one resulting from our SPIPS fit $E(B - V) = 0.048 \pm 0.016$. We find a p -factor of $1.20 \pm 0.08_{\text{stat}} \pm 0.09_{\text{sys}}$, which is in agreement at a 2σ level with most values deduced from published period- p relations. The value found in the present study and the one from Nardetto et al. (2009) agree within their errorbars. The final SPIPS adjustment is shown in Fig. A.1.

4.2. T Vul

T Vul is a bright short-period (4.4 days) northern Cepheid. For this star, we corrected the different RV datasets from their mean value (calculated using the same model for each author): -0.988 ± 0.032 km s⁻¹ for Barnes et al. (2005), -2.664 ± 0.033 km s⁻¹ for Bersier et al. (1994b), and -0.759 ± 0.030 km s⁻¹ for Kiss (1998). A simple linear period variation did not allow us to phase properly the CHARA/FLUOR interferometric diameters from Gallenne et al. (2012) with the rest of the data. We therefore kept the pulsation phases given by the authors and added an offset of $\phi = -0.2328$ to reach the best phase agreement. The interferometric data in Gallenne et al. (2012) lead to a mean diameter of 0.629 ± 0.013 mas for T Vul, consistent with our SPIPS diameter of 0.607 ± 0.012 mas. Using like us the parallax from Benedict et al. (2007) ($\pi = 1.90 \pm 0.23$, $d = 526.31 \pm 63.71$ pc), they deduce a linear radius $R = 35.6 \pm 4.4 R_\odot$, coherent with our own value of $35.39 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 4.98_{\text{sys}} R_\odot$. A faint spectroscopic companion of type A0.8 V has been discovered in the *International Ultraviolet Explorer* (IUE) observations from Evans (1992b), and Gallenne et al. (2015) did not detect any companion with a spectral type earlier than B9V within 50 mas. Kovtyukh et al. (2008), Benedict et al. (2007) and Evans (1992b) published similar values of respectively 0.068 ± 0.015 , 0.064 and 0.060 for the color excess. Our study leads to a lower value of 0.019 ± 0.016 . Various authors agree that the pulsation period of T Vul is subject to a slight decrease with time. Meyer (2006) mentioned that the change rate is in the interval of -0.25 ± 0.13 s/yr with a probability of 99%, while Turner (1998) suggests a similar value of -0.24 s/yr. We find a disagreeing value of 0.060 ± 0.035 s/yr, which would place T Vul rather in the third crossing of the instability strip (Fadeyev 2014). Including or not the interferometric data in the SPIPS fit leads to consistent results, although the amplitude of the diameter variation tends to be slightly underestimated. We find a p -factor of $1.48 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{sys}}$, which is compatible at a level of 1σ with most values deduced from published period- p relations. We can also note that our result agrees at 1.2σ with the value of 1.19 ± 0.16 found in Benedict et al. (2007). The final adjustment is shown in Fig. A.2.

4.3. FF Aql

FF Aql is known to be part of a possible quadruple system. The spectroscopic companion was recently studied by Gallenne et al. (2014) with the VLT/NACO instrument. No direct detection could be made, but the authors exclude spectral types out-

Table 5: Ephemeris used to phase the data of each Cepheid. We also give the epoch range covered by the data for each Cepheid.

Star	MJD ₀	Period (days) (days)	dP/dt (sec/yr) (sec/yr)	Crossing	Epoch range (yrs)
RT Aur	48027.678	3.728305 ± 0.000005	0.124 ± 0.036	3	36
T Vul	49134.074	4.435424 ± 0.000005	0.060 ± 0.035	3	25
FF Aql	45912.675	4.470848 ± 0.000010	-0.140 ± 0.036	2	66
Y Sgr	47303.129	5.773383 ± 0.000009	0.016 ± 0.048	3	30
X Sgr	49310.835	7.012770 ± 0.000012	0.371 ± 0.098	3	37
W Sgr	48257.806	7.594984 ± 0.000009	0.331 ± 0.111	3	37
β Dor	49133.243	9.842675 ± 0.000019	-0.084 ± 0.149	2	42
ζ Gem	49134.561	10.149806 ± 0.000017	-1.238 ± 0.144	2	43
ℓ Car	47774.310	35.551609 ± 0.000265	27.283 ± 0.984	3	42

side from the A9V-F3V range. The signature of orbital motion is clearly apparent in the RV curve, and was extensively studied by Evans et al. (1990). We corrected all the data used in the present study (Evans et al. 1990, Gorynya et al. 1998, Kiss 1998) by using a modified version of the Wright & Howard formalism (Wright & Howard 2009), in which we included the pulsation of the star (see Gallenne et al. 2013b). We solved for the spectroscopic orbital elements and pulsation parameters, with uncertainties derived using the bootstrapping technique (with replacement and 10000 bootstrap samples). Our derived parameters are an orbital period $P = 1438.76 \pm 1.60$ days, a JD of periastron passage $T = 2445204.81 \pm 87.17$ days, an eccentricity $e = 0.113 \pm 0.042$, an argument of periastron $\omega = 262.7 \pm 23.6$, a velocity semi-amplitude $K = 4.949 \pm 0.156$ km s⁻¹, and a systemic velocity $V_\gamma = -15.6 \pm 0.1$ km s⁻¹. The reduced χ^2 is 12.38, due to the relatively high intrinsic dispersion of the data. Both disentangled velocity curves are shown in Fig. A.3. Gallenne et al. (2012) published an average LD diameter of 0.878 ± 0.013 mas, consistent with our diameter of 0.870 ± 0.013 mas. Using the parallax from Benedict et al. (2007) ($\pi = 2.81 \pm 0.18$, $d = 356 \pm 23$ pc), we obtain a linear radius of $33.84 \pm 2.67 R_\odot$. Kovtyukh et al. (2008) and Benedict et al. (2007) published the same value for the color excess: $E(B - V) = 0.224$, and Turner et al. (2013) give a similar value of 0.25 ± 0.01 . We find a slightly lower reddening of 0.167 ± 0.017 . (Turner et al. 2013) also give an average temperature $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 6195 \pm 24$ K. Our temperature model is quite colder, but in agreement with the temperature published by Gallenne et al. (2011) ($\langle T_{\text{eff}} \rangle = 5890 \pm 235$ K). Turner et al. (2013) place the Cepheid on the blue side of the instability strip and argue that the rate of period change ($+0.0703 \pm 0.0160$ s/yr) is consistent with this result. Berdnikov et al. (2014) also find a value of $dP/dt = 0.072 \pm 0.011$ s/yr. We find that the Cepheid is close to the center of the instability strip, with a very different rate of period change (-0.140 ± 0.036 s/yr), which places the Cepheid in the second crossing of the instability strip (Fadeyev 2014). We do not find any IR excess. A CSE has been brought out by Gallenne et al. (2011), but it only becomes significant for $\lambda > 10 \mu\text{m}$.

The SPIPS code for this particular Cepheid shows an irregular behavior. If we exclude the interferometric data, the amplitude of the diameter variation is highly underestimated, what results in a much lower (and even unphysical) value of the p -factor: $p = 0.6 \pm 0.02_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{sys}}$. Including the interferometry in the fit leads to $p = 1.14 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{sys}}$, which is rather low (but still in a 3σ agreement with most values deduced from the literature, due to the relatively large uncertainty). This could be due to a misestimation of the distance, which is actu-

ally subject to controversy. In particular, there is a tension between *Hipparcos* and *HST* parallaxes (yielding respectively to $d = 474 \pm 74$ pc and $d = 356 \pm 23$ pc). Ngeow et al. (2012) also removed FF Aql from their study of the p -factor because of this discrepancy, whose origin may be linked to the binary nature of the star. It is important to note that the relatively large uncertainties on the data could also explain a lower overall quality of the fitting process. The final p -factor value should therefore be considered with caution. The adjustment for FF Aql is shown in Fig. A.3.

4.4. Y Sgr

The 5.7 days period Cepheid Y Sgr has not been as extensively studied as the rest of our sample. For this star, no interferometric observations are available, but the SPIPS code nevertheless converged properly. We corrected the different RV datasets to obtain average values and found the following offsets: -3.59 ± 0.04 km s⁻¹ for Bersier (2002), -1.79 ± 0.02 km s⁻¹ for Nardetto et al. (2009), and -2.55 ± 0.03 km s⁻¹ for Storm et al. (2011). Szabados (1989) underlines that the change in the γ -velocity could be due to the presence of a very long period (>10000 days) companion (he reports orbital variations in the O-C diagram). Evans (1992a) did not detect the companion in the data from the *International Ultraviolet Explorer*, but she set an upper limit on the spectral type, which could not be earlier than A2. Bersier (2002) supports as well the presence of a companion with an orbital period around 10000 days. There is no period change reported for this Cepheid. Our study nevertheless leads to the value of $dP/dt = 0.016 \pm 0.048$ s/yr, which places Y Sgr in the third crossing of the instability strip (Fadeyev 2014). Kovtyukh et al. (2008) publish a color excess $E(B - V) = 0.182 \pm 0.021$, and Benedict et al. (2007) give the value of 0.205. Our own computation leads to $E(B - V) = 0.205 \pm 0.017$, which is in agreement with what we found in the literature. We find a linear radius of $43.10 \pm 6.73 R_\odot$, in agreement with the period-radius relationship from Molinaro et al. (2012). Our effective temperature model is in average 400 K colder than the temperatures given by Andrievsky et al. (2005). Our study leads to a p -factor of $p = 1.31 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.18_{\text{sys}}$, which is remarkably close to the values from Groenewegen (2013), Nardetto et al. (2007) and Ngeow et al. (2012), and compatible at a 1σ level with most values deduced from the literature. The final adjustment for Y Sgr is shown in Fig. A.4.

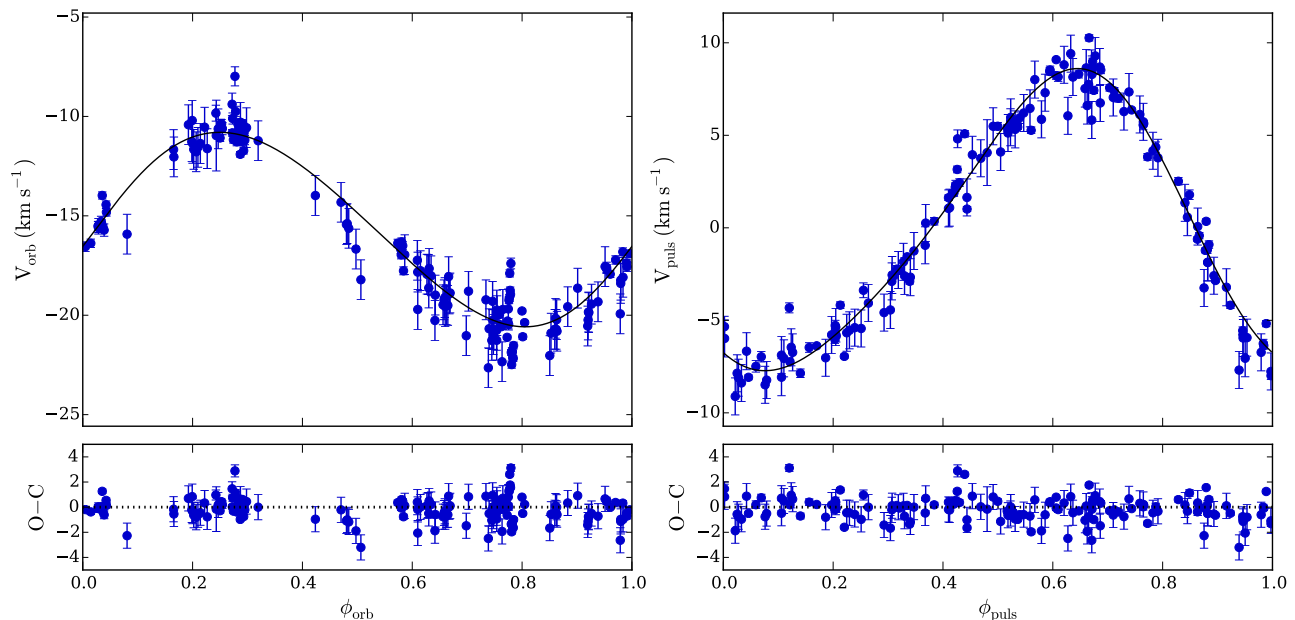


Fig. 2: *Left*: Orbital velocity of FF Aql as a function of the orbital phase, corrected for the pulsation. *Right*: Pulsational radial velocity curve as a function of the pulsation phase.

4.5. X Sgr

X Sgr is a 7-days period Cepheid known for the atypical features observed in its spectra, which are probably the consequence of the propagation of a double shockwave in the atmosphere of the star (Mathias et al. 2006). Although this effect is expected to have an impact on the RV measurements, it does not seem to affect much our results, since our output parameters are consistent with the average values found for the rest of the sample. We determine a reddening $E(B - V) = 0.286 \pm 0.016$, which is slightly higher than the values of 0.219 found in Kovtyukh et al. (2008), and 0.197 found in Benedict et al. (2007). Li Causi et al. (2013) determine a LD diameter of 1.48 ± 0.08 mas and a radius of $53 \pm 3 R_{\odot}$, considering the same distance than us (from Benedict et al. 2007: $\pi = 3.00 \pm 0.18$, yielding to $d = 333 \pm 20$ pc). These results are in slight tension (but consistent) with ours, as we determine an average diameter of 1.315 ± 0.025 mas, leading to a slightly lower radius of $48.37 \pm 3.84 R_{\odot}$. Kovtyukh et al. (2008) find a stellar diameter of $\theta_{LD} = 1.24 \pm 0.14$ mas, and Kervella et al. (2004b) deduce from their VLTI/VINCI data a diameter $\theta_{UD} = 1.471 \pm 0.033$ mas. Our SPIPS analysis reveals significant excesses of 0.060 and 0.034 magnitude respectively in K and H bands. A CSE around this Cepheid has been detected thanks to VLTI/MIDI observations by Gallenne et al. (2013a), who found an excess of 7% at $10.5 \mu\text{m}$. The same authors lead a detailed study of the envelope thanks to the radiative transfer simulation code DUSTY. They find an average effective temperature for the star of $T_{\text{eff}} = 5900$ K, slightly lower than our value of $T_{\text{eff}} = 6117 \pm 52$, as well as a lower reddening of 0.200 ± 0.032 , actually closer to the value of Kovtyukh et al. (2008). The exclusion of the interferometry in the global fit leads to similar results, although a slightly lower – although consistent – p -factor. This small instability could be due to the lack of RVs measurements, in particular at the extrema. We find a linear period variation of 0.371 ± 0.098 s/yr, corresponding for X Sgr to the third crossing of the instability strip (Fadeyev 2014). Szabados (1989) finds a

higher value of 0.74 ± 0.09 s/yr, which nevertheless corresponds to the same evolutionary status. Our study leads to a p -factor of $p = 1.39 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.08_{\text{sys}}$, which is remarkably similar to the value published by Storm et al. (2011), and agrees with most values deduced from the literature at a level of 1σ . The SPIPS adjustment for this Cepheid is shown in Fig. A.5.

4.6. W Sgr

W Sgr is a 7.5 days Cepheid that is known to belong to a triple system composed of a spectroscopic binary and a visual hot companion. The RVs from Bersier et al. (1994b) are corrected for the orbital motion, and match perfectly with the data from Peterson et al. (2005). The orbital elements were deduced again from HST observations of Benedict et al. (2007), who found a period of 1582 days. From Evans et al. (2009), this close companion (only 5 AU from the Cepheid) could not be earlier than an F0V star. The hot component located at 0.16 as could not be detected in NACO observations (Gallenne et al. 2014). The study of the O-C diagram from Szabados (1989) does not reveal a period variation. Turner (1998) publishes quite a low value of -1.5 s/yr, what corresponds to the second crossing of the instability strip. We find a very different value of 0.331 ± 0.111 s/yr, which places the Cepheid in the third crossing of the instability strip (Fadeyev 2014).

The VLTI/VINCI observations from Kervella et al. (2004b) lead to an average $\theta_{UD} = 1.312 \pm 0.029$ mas. We find a significantly lower diameter of 1.110 ± 0.017 mas, in agreement with Gallenne et al. (2011). Our PIONIER observations are undertaken in H -band while the VINCI observations were made in the K -band. The star shows a large IR excess of about 0.106 magnitudes in K and 0.064 magnitude in H . Its larger apparent size in the K -band is likely caused by the contribution of its extended CSE in this band. The code SPIPS takes into account the IR excess to fit all the interferometric data together. The CSE

was also brought out by [Gallenne et al. \(2011\)](#), who detected a spatially resolved emission around W Sgr in VLT/VISIR images. [Kovtyukh et al. \(2008\)](#) and [Benedict et al. \(2007\)](#) give reddening values of respectively $E(B - V) = 0.079 \pm 0.017$ and 0.111. Our value stands in the middle, at 0.029 ± 0.017 . Our study leads to a p -factor of $p = 1.35 \pm 0.06_{\text{stat}} \pm 0.12_{\text{sys}}$. This result is in agreement with most values deduced from the literature at a 1σ level. In particular, it is remarkably close to the value found by [Neilson et al. \(2012\)](#). The final adjustment for W Sgr is shown in Fig. A.6.

4.7. β Dor

β Dor is one of the brightest and biggest southern Cepheids, and it has therefore been extensively observed. Unlike most Cepheids, it has no visual or spectroscopic companion known, and we did not find any companion in our interferometric data. In order to reduce the dispersion of the RV curve of β Dor, we corrected the three different RV datasets from their mean velocity (calculated from the model), to have it equal to 0 km s^{-1} . We found the following offsets: $8.63 \pm 0.03 \text{ km s}^{-1}$ for [Bersier \(2002\)](#), $9.58 \pm 0.12 \text{ km s}^{-1}$ for [Pettersen et al. \(2005\)](#), and $8.76 \pm 0.04 \text{ km s}^{-1}$ for [Nardetto et al. \(2009\)](#). We also decided to exclude the PIONIER measurement at $\phi = 0.78$, whose quality was low because of bad weather conditions during the observations. Removing this point allows a higher stability of the fit. We observe that using or not the interferometric data leads to the same final results, which confirms the robustness of the fitting process. The SPIPS best-fit parameters for β Dor give a reddening $E(B - V) = -0.018 \pm 0.016$, consistent with the value of 0.00 published by [Kovtyukh et al. \(2008\)](#). The negative value could suggest the presence of an undetected hot companion. Our linear diameter is smaller than the one published by [Taylor & Booth \(1998\)](#) ($R = 67.8 \pm 0.7 R_{\odot}$). However, they suggest a higher distance ($349 \pm 4 \text{ pc}$) than the one we use (from [Benedict et al. 2007](#): $\pi = 3.14 \pm 0.16$, or $d = 318 \pm 16 \text{ pc}$), which makes both results consistent in terms of AD. [Kervella et al. \(2004b\)](#) found a value of $\theta_{UD} = 1.891 \pm 0.024 \text{ mas}$, larger than our diameter of $1.776 \pm 0.012 \text{ mas}$. The O-C diagram from [Szabados \(1989\)](#) does not suggest any period change. A more recent study led by the *Secret Lives of Cepheids* program ([Engle 2015](#)) finds a period change of $0.468 \pm 0.016 \text{ s/yr}$. In the present study, we find a value of $-0.084 \pm 0.149 \text{ s/yr}$, suggesting that β Dor is in the second crossing of the instability strip ([Fadeyev 2014](#)). [Turner \(1998\)](#) finds a much lower value of -3.4 s/yr . We find an average effective temperature of $5318 \pm 51 \text{ K}$, slightly lower than the value of 5490 found in [Kervella et al. \(2004b\)](#). Our study leads to a p -factor of $p = 1.36 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.07_{\text{sys}}$. This result is remarkably close to the values deduced from the period- p relations published by [Neilson et al. \(2012\)](#) and [Storm et al. \(2011\)](#), and agrees with most other published values at a level of 1σ . The final adjustment for β Dor is shown in Fig. A.7 of the Appendix A.

4.8. ζ Gem

As it is the Northern Cepheid with the largest AD, ζ Gem has been the subject of a lot of studies. This bright winter star is known to have a visual companion at 87 arcseconds ([Proust et al. 1981](#)), although it is uncertain if the stars are gravitationally bound. We did not identify any close companion in our PIONIER data. However, we observe a slight variation of V_{mean} between the different datasets of RV that we used, which could

be an actual variation of V_{γ} due to orbital motion. We determined and subtracted the following offsets: [Bersier et al. \(1994b\)](#) $5.939 \pm 0.085 \text{ km s}^{-1}$; [Gorynya et al. \(1998\)](#) $5.512 \pm 0.031 \text{ km s}^{-1}$; [Kiss \(1998\)](#) $6.603 \pm 0.136 \text{ km s}^{-1}$; [Nardetto et al. \(2009\)](#) $6.477 \pm 0.046 \text{ km s}^{-1}$; and [Storm et al. \(2011\)](#) $7.363 \pm 0.017 \text{ km s}^{-1}$. However, such a small amplitude of variation (about 2 km s^{-1}) does not allow to conclude on binarity, since it could also be due to instrumental systematics. We find a negative but close to zero reddening, consistent with the values from [Kovtyukh et al. \(2008\)](#) ($E(B - V) = 0.031 \pm 0.041$), [Benedict et al. \(2007\)](#) (0.017) and [Majaess et al. \(2012\)](#) (0.019 ± 0.017). These last authors established the membership of ζ Gem to a host cluster lying at a distance $d = 355 \pm 15 \text{ pc}$, consistent with the distance used in the present study (from [Benedict et al. 2007](#): $\pi = 2.78 \pm 0.18$, $d = 360 \pm 23 \text{ pc}$). We find a linear period variation of $-1.238 \pm 0.144 \text{ s/yr}$, placing ζ Gem in the second crossing of the instability strip ([Fadeyev 2014](#)). [Engle \(2015\)](#) propose a value of $-3.100 \pm 0.011 \text{ s/yr}$, suggesting that the Cepheid could be either in its second or fourth crossing. Our whole temperature model is shifted by about 150 K compared to the T_{eff} measurements found in [Luck et al. \(2008\)](#). From their VLTI/VINCI interferometric measurements, [Kervella et al. \(2004b\)](#) found an average diameter $\theta_{UD} = 1.747 \pm 0.061 \text{ mas}$. This value is in agreement with the result of the present study ($1.663 \pm 0.049 \text{ mas}$). Our study leads to a p -factor of $p = 1.41 \pm 0.04_{\text{stat}} \pm 0.09_{\text{sys}}$, which is in agreement at 1σ with the values published by [Storm et al. \(2011\)](#), [Nardetto et al. \(2007\)](#) and [Neilson et al. \(2012\)](#), but also compatible with most other published values at a 2σ level. The final adjustment is shown in Fig. A.8.

4.9. ℓ Car

As discussed by [Anderson \(2014\)](#), the RV variation of ℓ Car are not perfectly reproduced cycle-to-cycle. This is potentially a difficulty for the application of the BW technique, that relies on observational data sets that are generally obtained at different epochs and therefore different pulsation cycles. This potentially induces an uncertainty on the amplitude of the linear radius variation, and therefore on the derived parameters (distance or p -factor). However, as shown in Fig. 3, the residual of the adjustment of the SPIPS model is satisfactory in terms of RVs. The quality of the fit is generally good also for the different photometric bands and colors for ℓ Car. There is however a noticeable difference of the model predictions with the photometry for ℓ Car in the deflation phase up to the minimum diameter rebound. This is an interesting feature, that is probably caused by a deviation of the surface brightness of ℓ Car from the model atmosphere used in the SPIPS code. The interferometric ADs of ℓ Car are well reproduced by the model, but a systematic shift of 3.5% is present between the VINCI (K band) and SUSI (700 nm) measurements. The two PIONIER measurements (H band) obtained shortly after the maximum radius phase are between the VINCI and SUSI. This may be interpreted as a bias due to the chosen LD model ([Neilson & Lester 2013](#)). However, the irregularity of the RV curve reported recently by [Anderson \(2014\)](#) appears another possible reason for this effect, as the VINCI (epoch 2003) and SUSI (epoch 2004-2007) data were obtained during different pulsation cycles. The O-C diagram of ℓ Car is presented in Fig. 4. The parabola fits the O-C residuals very well, and the minor fluctuations reflect the uncertainties in determining the moment of brightness maxima from sparsely covered light curves and the contribution of the intrinsic period noise present in Cepheids. The secular increase in the pulsation period derived from the O-C diagram is $0.06225 \pm 0.00214 \text{ day/century}$, equivalent to

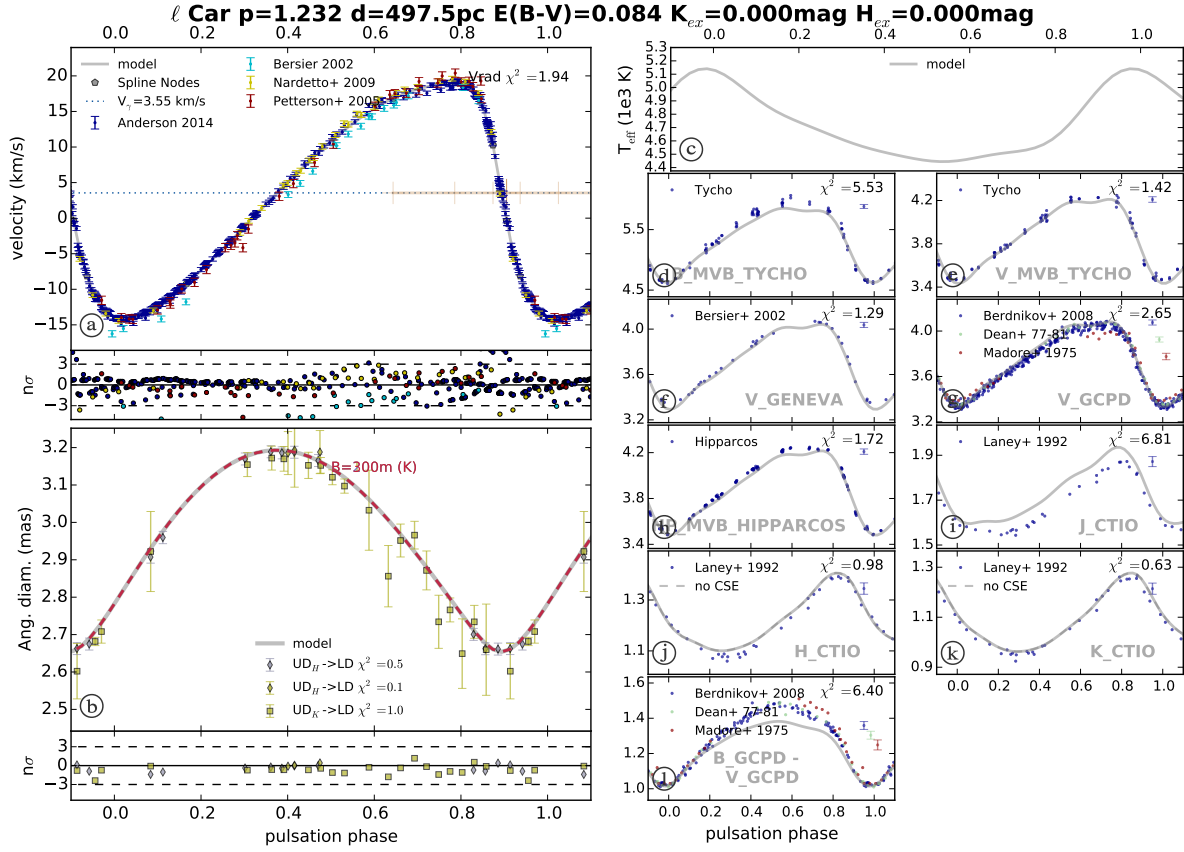


Fig. 3: Result of the SPIPS model fit to the observations of ℓ Car

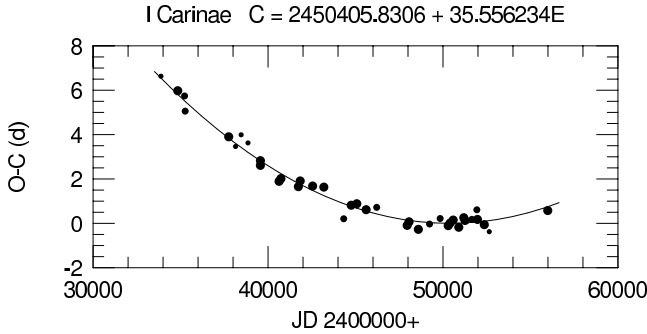


Fig. 4: O-C diagram of ℓ Car.

53.78 ± 1.85 s/yr. The resulting ephemeris for brightness maxima of ℓ Car is therefore (expressed in Julian date):

$$\begin{aligned}
 C &= 2450405.8306 \pm 0.0344 \\
 &+ (35.556234 \pm .000373) \times E \\
 &+ (3.030 \times 10^{-5} \pm .104 \times 10^{-5}) \times E^2
 \end{aligned}$$

The SPIPS code leads to a lower value than the O-C diagram, 27.283 ± 0.984 s/yr, which is also much lower than the value proposed by Turner (1998) (118.5 s/yr).

The possible presence of an excess emission in the IR H and K bands is considered in the SPIPS code, but no significant excess is detected in the present study. This is in contradiction with

the detection reported in the K band by Kervella et al. (2006) for ℓ Car. However, Kervella et al. (2009) did not confirm the presence of a photometric excess in the K band, although a considerable excess flux is found in the thermal IR ($10\mu\text{m}$) and longward. The detection in the K band reported by Kervella et al. (2006) is based on the difference in visibility between observations of ℓ Car that were obtained at short and long baselines. The detection of this excess relies implicitly on the assumption that the radial pulsation of the star repeats itself with a good accuracy (of the order of 1%), i.e. that the stellar radius at a given phase is constant for different cycles. If this is not the case, as argued by Anderson (2014), then the random difference in angular size can mimic the presence (or absence) of an envelope if the observations with the short and long baselines are not obtained within the same cycle, which was the case for the observations of Kervella et al. (2006). For this same reason, we do not exclude the presence of a CSE at a level of a few percent in the K band based on our SPIPS model. Our study leads to a p -factor of $p = 1.23 \pm 0.01_{\text{stat}} \pm 0.12_{\text{sys}}$, in agreement with most results deduced from published period- p relations.

5. Discussion

The p -factors resulting from the present study and the main values deduced from published period- p relations are summarized in Table 6.

For almost all the Cepheids in the present study, the SPIPS code converges toward the same p -factors whether we include or not the interferometric data. This agreement is a confirmation

Table 6: p -factors calculated with SPIPS and main values deduced from published period- p relations.

Star	<i>present work</i>	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
RT Aur	1.20 ± 0.12	1.363 ± 0.029	1.444 ± 0.074	1.339 ± 0.034	1.264 ± 0.089	1.356 ± 0.064	1.377 ± 0.003
T Vul	1.48 ± 0.18	1.345 ± 0.032	1.43 ± 0.079	1.335 ± 0.036	1.258 ± 0.092	1.344 ± 0.064	1.374 ± 0.003
FF Aql	1.14 ± 0.10	1.344 ± 0.033	1.429 ± 0.079	1.334 ± 0.036	1.258 ± 0.093	1.344 ± 0.064	1.373 ± 0.003
Y Sgr	1.31 ± 0.19	1.317 ± 0.038	1.408 ± 0.086	1.327 ± 0.038	1.249 ± 0.098	1.326 ± 0.064	1.368 ± 0.003
X Sgr	1.39 ± 0.09	1.297 ± 0.042	1.393 ± 0.091	1.322 ± 0.04	1.242 ± 0.102	1.313 ± 0.064	1.365 ± 0.003
W Sgr	1.35 ± 0.13	1.289 ± 0.044	1.386 ± 0.093	1.320 ± 0.041	1.240 ± 0.104	1.307 ± 0.064	1.363 ± 0.003
β Dor	1.36 ± 0.08	1.262 ± 0.050	1.365 ± 0.100	1.312 ± 0.043	1.231 ± 0.110	1.289 ± 0.064	1.358 ± 0.003
ζ Gem	1.41 ± 0.10	1.258 ± 0.050	1.363 ± 0.100	1.312 ± 0.043	1.229 ± 0.110	1.287 ± 0.064	1.358 ± 0.003
ℓ Car	1.23 ± 0.12	1.128 ± 0.078	1.262 ± 0.133	1.277 ± 0.054	1.186 ± 0.138	1.200 ± 0.064	1.334 ± 0.003

Notes. *References:* (1) Groenewegen (2013), (2) Storm et al. (2011), (3) Nardetto et al. (2007), (4) Nardetto et al. (2009), (5) Ngeow et al. (2012), (6) Neilson et al. (2012).

that the surface brightness-color relations that are implicitly included in the SPIPS atmosphere models are reliable tools to determine ADs using photometry. This is an important asset to apply this technique to more distant Cepheids, both in our Galaxy and in nearby galaxies, for which interferometric measurements of their ADs are not feasible with the current instruments. Our temperature models seem to be rather inconsistent with the spectroscopic T_{eff} values found in the literature (up to 400 kelvins of difference). However, both these measurements and our model have quite significant error bars, what finally leads to statistical agreement. The SPIPS code also allows us to confirm the presence of bright CSEs for two Cepheids of our sample: X Sgr and W Sgr. They account respectively for ≈ 6 and 10% of the K band flux of these stars. This is taken into account in the SPIPS model estimation of the AD and photometry curves.

We added to our sample the prototype Cepheid δ Cep, whose p -factor has been measured by using the HST/FGS parallax from Benedict et al. (2002) (Mérand et al. 2005b, see also Merand et al. 2015).

The adjustment of a constant leads to the mean value of $p = 1.306 \pm 0.027$ ($\chi^2 = 0.962$), while a linear regression gives a variation of $p = 0.078_{\pm 0.123}(\log P - 1) + 1.316_{\pm 0.033}$ ($\chi^2 = 0.915$). An increase of p with respect to the pulsation period is in contradiction with most (if not all) current results and predictions (see for example Nardetto et al. 2009; Groenewegen 2013; Ngeow et al. 2012; Storm et al. 2011). However, we do not have a tight constrain on the slope because of the large uncertainties on the parallax values. We can therefore not conclude about an actual linear variation, but only that our result is consistent with a constant p -factor within the uncertainties.

As explained in Sect. 4, the SPIPS code applied on FF Aql shows an irregular behavior that makes us suspect a misestimation of the distance. We therefore decided to exclude it from the final adjustment. The Figure 5 shows the period- p relation resulting from the 9 other measurements. The new fit leads to a consistent average value of $p = 1.324 \pm 0.024$ ($\chi^2 = 0.669$), and a shallower linear model of $p = 0.017_{\pm 0.111}(\log P - 1) + 1.325_{\pm 0.028}$ ($\chi^2 = 0.667$). Fig. 5 also shows the p -factor values previously published for κ Pav (Breitsfelder et al. 2015) and for the eclipsing binary Cepheid OGLE-LMC-CEP-0227 (Pilecki et al. 2013). Since the first one is a type II Cepheid and the second one belongs to the Large Magellanic Cloud, they have lower metallicities and may exhibit slightly different properties. We therefore

did not include them in the adjustment of the period- p relation, although the results are not significantly different whether we consider them or not.

In the results presented above, all the uncertainties have been determined after 1000 iterations of bootstrapping, which implicitly averages the errors on the single p measurements (i.e. on the *HST* parallaxes), although this is not justified because of the probable correlation between these errors. To adopt a more conservative approach, we therefore could use as a final uncertainty the standard deviation of the residuals, which would lead to the following results (when excluding FF Aql from the adjustment): for the linear model, $p = 0.017_{\pm 0.111}(\log P - 1) + 1.325_{\pm 0.085}$ and for the constant fit, $p = 1.324 \pm 0.084$.

6. Conclusion

We presented SPIPS models of the pulsation of nine Cepheids with available trigonometric parallaxes from Benedict et al. (2007). We deduce the values of their spectroscopic p -factor, as well as their IR excess (the signature of the presence of a CSE) and their color excess $E(B - V)$ (caused by interstellar reddening). Although the uncertainty of the parallaxes dominates the error bars on the derived p -factors, we conclude that within their total uncertainty, they are statistically consistent with a constant value independent of period, $p = 1.324 \pm 0.024$. The present calibration of the projection factor is limited by the relatively large uncertainty on the Cepheid parallaxes. Thanks to the Gaia parallaxes that will be released over the next few years, we will soon be able to measure this essential parameter on a large sample of Galactic Cepheids with a sufficient accuracy to secure the PoP technique calibration at a 1% level. Although precise distances will be known for a large number of galactic Cepheids in the Gaia era, the SPIPS method will remain a very precious tool, as it will lead to a better understanding of Cepheids physics (e.g. reddening, CSEs,...), essential for achieving the best precision and accuracy on the P-L relationships calibration. Thanks to the SPIPS method, we will also be able to measure the distance of extra-galactic Cepheids and study the dependance with metallicity. A simultaneous use of the Gaia data and the SPIPS method will allow us to make a considerable step forward in the whole distance scale problematic.

Acknowledgements. This research received the support of PHASE, the partnership between ONERA, Observatoire de Paris, CNRS and University Denis

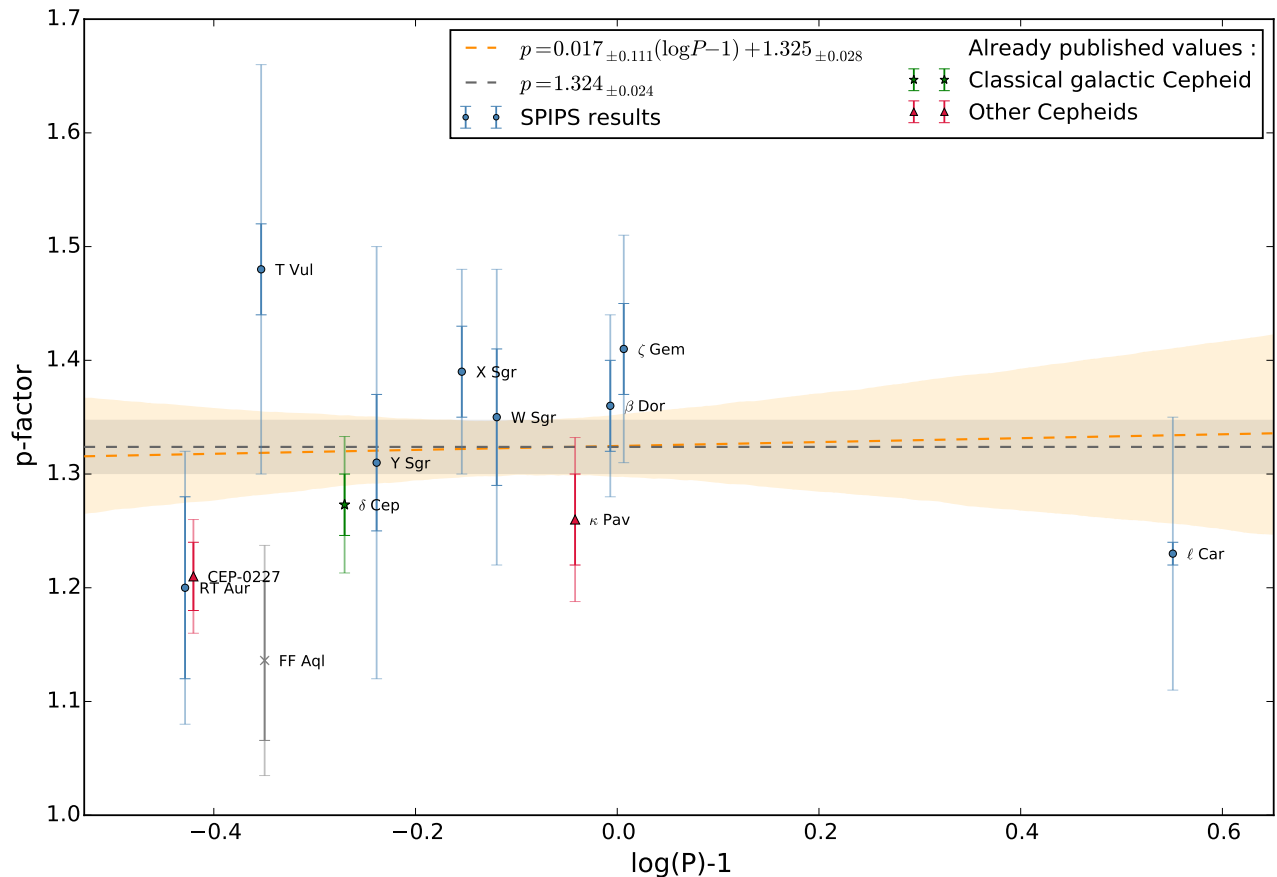


Fig. 5: Relationship between the period and the p -factor for the Cepheids of our sample. We fitted both a constant (in black) and a linear regression (in orange). The error shades are defined by 1000 iterations of bootstrapping. The internal part of the error bar represents the statistical uncertainty. FF Aql is plotted in grey because it has not been used in the final adjustments.

Diderot Paris 7. AG acknowledges support from FONDECYT grant 3130361. We acknowledge financial support from the "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. PK and AG acknowledge support of the French-Chilean exchange program ECOS-Sud/CONICYT. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System. This research has made use of the Jean-Marie Mariotti Center SearchCa1, LITpro and Asproservices (<http://www.jmmc.fr/>) co-developed by FIZEAU and LAOG/IPAG.

References

- Anderson, R. I. 2014, *A&A*, 566, L10
 Andrievsky, S. M., Luck, R. E., & Kovtyukh, V. V. 2005, *AJ*, 130, 1880
 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
 Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2007, *AJ*, 133, 1810
 Benedict, G. F., McArthur, B. E., Fredrick, L. W., et al. 2002, *AJ*, 124, 1695
 Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 2285, 0
 Berdnikov, L. N., Turner, D. G., & Henden, A. A. 2014, *Astronomy Reports*, 58, 240
 Bersier, D. 2002, *ApJS*, 140, 465
 Bersier, D., Burki, G., & Burnet, M. 1994a, *A&AS*, 108, 9
 Bersier, D., Burki, G., Mayor, M., & Duquenooy, A. 1994b, *A&AS*, 108, 25
 Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, *A&A*, 456, 789
 Bonneau, D., Delfosse, X., Mourard, D., et al. 2011, *A&A*, 535, A53
 Breifelder, J., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A64
 Carter, B. S. 1990, *MNRAS*, 242, 1
 Davis, J., Jacob, A. P., Robertson, J. G., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 1620
 Dean, J. F., Cousins, A. W. J., Bywater, R. A., & Warren, P. R. 1977, *MmRAS*, 83, 69
 Engle, S. G. 2015, arXiv:astro-ph:1504.0271
 ESA, ed. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*
 Evans, N. R. 1992a, *ApJ*, 384, 220
 Evans, N. R. 1992b, *AJ*, 104, 216
 Evans, N. R., Berdnikov, L., Lauer, J., et al. 2015a, *AJ*, 150, 13
 Evans, N. R., Massa, D., & Proffitt, C. 2009, *AJ*, 137, 3700
 Evans, N. R., Szabó, R., Derekas, A., et al. 2015b, *MNRAS*, 446, 4008
 Evans, N. R., Welch, D. L., Scarfe, C. D., & Teays, T. J. 1990, *AJ*, 99, 1598
 Fadeyev, Y. A. 2014, *Astronomy Letters*, 40, 301
 Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, *MNRAS*, 386, 2115
 Fitzpatrick, E. L. 1999, *PASP*, 111, 63
 Gallenne, A., Kervella, P., & Mérand, A. 2011, in *SF2A-2011: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi, & D. Valls-Gabaud, 479–484
 Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2014, *A&A*, 567, A60
 Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2012, *A&A*, 541, A87
 Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013a, *A&A*, 558, A140
 Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2015, *A&A*, 579, A68
 Gallenne, A., Monnier, J. D., Mérand, A., et al. 2013b, *A&A*, 552, A21
 Gorynya, N. A., Samus', N. N., Sachkov, M. E., et al. 1998, *Astronomy Letters*, 24, 815
 Groenewegen, M. A. T. 2013, *A&A*, 550, A70
 Jacob, A. P., U. 2008, *Observations of three Cepheid stars with SUSI*, submitted in fulfilment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy to the Faculty of Science
 Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., et al. 2004a, *A&A*, 428, 587

- 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., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, *A&A*, 416, 941
- Kiss, L. L. 1998, *MNRAS*, 297, 825
- Kiss, L. L. & Vinkó, J. 2000, *MNRAS*, 314, 420
- Kovtyukh, V. V., Soubiran, C., Luck, R. E., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 1336
- Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010, *VizieR Online Data Catalog*, 2300, 0
- Lane, B. F., Creech-Eakman, M. J., & Nordgren, T. E. 2002, *ApJ*, 573, 330
- Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1992, *A&AS*, 93, 93
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1
- Li Causi, G., Antonucci, S., Bono, G., et al. 2013, *A&A*, 549, A64
- Lloyd Evans, T. 1980, *South African Astronomical Observatory Circular*, 1, 163
- Luck, R. E., Andrievsky, S. M., Fokin, A., & Kovtyukh, V. V. 2008, *AJ*, 136, 98
- Madore, B. F. 1975, *ApJS*, 29, 219
- Majaess, D., Turner, D., Gieren, W., Balam, D., & Lane, D. 2012, *ApJ*, 748, L9
- Mann, A. W. & von Braun, K. 2015, *PASP*, 127, 102
- Mathias, P., Gillet, D., Fokin, A. B., et al. 2006, *A&A*, 457, 575
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005a, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Kervella, P., Breitsfelder, J., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2005b, *A&A*, 438, L9
- Meyer, R. 2006, *Open European Journal on Variable Stars*, 46, 1
- Moffett, T. J. & Barnes, III, T. G. 1984, *ApJS*, 55, 389
- Molinaro, R., Ripepi, V., Marconi, M., et al. 2012, *Memorie della Societa Astro-nomica Italiana Supplementi*, 19, 205
- Monson, A. J. & Pierce, M. J. 2011, *ApJS*, 193, 12
- Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, *A&A*, 502, 951
- Nardetto, N., Mourard, D., Kervella, P., et al. 2006, *A&A*, 453, 309
- Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., & Gillet, D. 2007, *A&A*, 471, 661
- Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2013, *A&A*, 554, A98
- Neilson, H. R., Nardetto, N., Ngeow, C.-C., Fouqué, P., & Storm, J. 2012, *A&A*, 541, A134
- Ngeow, C.-C., Neilson, H. R., Nardetto, N., & Marengo, M. 2012, *A&A*, 543, A55
- Pettersen, O. K. L., Cottrell, P. L., Albrow, M. D., & Fokin, A. 2005, *MNRAS*, 362, 1167
- Pilecki, B., Graczyk, D., Pietrzyński, G., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 953
- Proust, D., Ochsenbein, F., & Pettersen, B. R. 1981, *A&AS*, 44, 179
- Shobbrook, R. R. 1992, *MNRAS*, 255, 486
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, *A&A*, 534, A94
- Szabados, L. 1977, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 70, 1
- Szabados, L. 1981, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 77, 1
- Szabados, L. 1989, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 94
- Szabados, L. 1991, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 96, 123
- Tallon-Bosc, I., Tallon, M., Thiébaud, E., et al. 2008, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 7013, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*
- Taylor, M. M. & Booth, A. J. 1998, *MNRAS*, 298, 594
- Turner, D. G. 1998, *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 26, 101
- Turner, D. G., Bryukhanov, I. S., Balyuk, I. I., et al. 2007, *PASP*, 119, 1247
- Turner, D. G., Kovtyukh, V. V., Luck, R. E., & Berdnikov, L. N. 2013, *ApJ*, 772, L10
- Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, *ApJS*, 54, 547
- Wright, J. T. & Howard, A. W. 2009, *ApJS*, 182, 205

Chapitre 5

Résultats complémentaires et perspectives avec *Gaia*

Sommaire

5.1	Céphéides galactiques observées avec PIONIER	182
5.1.1	Données interférométriques	182
5.1.2	Analyse avec SPIPS	188
5.2	...Et dans le futur ?	192
5.2.1	<i>Gaia</i> et les mesures de parallaxes	192
5.2.2	<i>Unlock Cepheids</i>	193

5.1 Céphéides galactiques observées avec PIONIER

Dans les chapitres précédents, nous avons fait le tour des Céphéides galactiques pour lesquelles une mesure de distance a permis de mesurer le p -facteur de façon quasi-observationnelle. Cette étude nous a permis d'atteindre une précision de 1.5% sur la valeur du p -facteur, mais au prix d'hypothèses fortes : on moyenne les incertitudes individuelles des parallaxes *HST* et on suppose qu'il n'y a pas de dépendance avec la période de pulsation. Sans ces hypothèses, la précision atteinte pour le moment est plutôt de l'ordre de 5 ou 6%, ce qui n'est pas encore vraiment satisfaisant. Les parallaxes de *Gaia* seront d'une aide considérable pour avancer : elles permettront (1) d'avoir des incertitudes beaucoup plus petites sur les mesures de parallaxes individuelles - et donc sur la valeur finale de p ; et (2) d'étudier un grand nombre de Céphéides en même temps, ce qui apportera une contrainte beaucoup plus forte dans l'ajustement de la pente de la relation Période- p -facteur. Pour les Céphéides étudiées dans les chapitres précédents, tout est déjà près et nous avons montré la faisabilité de cette étude. Après la publication des parallaxes *Gaia*, nous serons donc en mesure de présenter rapidement des résultats déterminants pour la problématique de p -facteur.

Au cours de ma thèse j'ai obtenu des données PIONIER pour 3 autres Céphéides galactiques, mais dont la distance n'est pas connue avec précision : U Car (dont nous avons déjà parlé), T Mon et RZ Vel. Avec ses ~ 0.6 mas, cette dernière est d'ailleurs la plus petite Céphéide galactique pour laquelle nous ayons réalisé des mesures de diamètres interférométriques. Pour ces étoiles, l'application de SPIPS ne permet pour le moment que de mesurer avec précision le rapport d/p - en attendant que les parallaxes *Gaia* viennent lever la dégénérescence.

5.1.1 Données interférométriques

Les données PIONIER ont été réalisées entre les périodes ESO 94 et 95 (allant de début Avril 2014 à fin Mars 2015), avec les 4 ATs. Le calendrier des observations est résumé dans la table 5.1. Le processus global d'observation, de réduction des données avec le `pndrs` et de mesure de diamètre angulaire avec `LITPro` étant similaire à ce qui a déjà été présenté dans ce manuscrit, nous n'allons pas le détailler à nouveau ici. Pour plus d'informations sur la procédure suivie le lecteur est invité à se référer à la partie 4.2.1 du chapitre précédent. Les étoiles de calibration utilisées sont listées dans la table 5.2, et les diamètres calculés dans la table 5.4. Les limites de détection calculées avec `CANDID` pour les trois étoiles sont listées dans la table 5.3. La signature d'un compagnon à plus de 5σ n'est détectée pour aucune des Céphéides (sauf 1 détection pour T Mon mais qui s'apparente plus à une fausse détection ; voir détails ci-après).

La figure 5.1 montre la courbe de visibilité interférométrique obtenue pour chaque Céphéide, ainsi que l'ajustement d'un disque uniforme. Pour U Car on peut voir que le changement de diamètre est détecté de façon évidente (l'application de SPIPS pour cette étoile a été détaillée dans le chapitre 2 de ce manuscrit). Pour RZ Vel, la variation est plus ténue mais elle est également détectée sans ambiguïté. Les résultats pour l'étoile T Mon sont en

TABLE 5.1 – Calendrier des observations.

Date	ATs config.	Dispersion	Seeing
2014-04-02	A1-G1-K0-J3	LARGE	0.7-2.2''
2014-04-04	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.7-1.7''
2014-05-07	A1-G1-K0-J3	SMALL	0.4-1.9''
2014-06-24	A1-G1-K0-J3	LARGE	0.5-1.7''
2015-01-14	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.5-1.6''
2015-01-15	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.5-1.7''
2015-01-16	A1-G1-K0-I1	GRISM	0.6-2.0''
2015-02-13	A1-K0-J3	GRISM	0.7-2.8''
2015-02-17	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.7-2.4''
2015-02-20	A1-G1-K0-J3	GRISM	0.8-2.9''

revanche assez surprenants. En effet, il semble clairement qu’il y ait un effet systématique dans les visibilitées, et on peut voir une déviation assez importante des données par rapport au modèle de disque uniforme, visible pour toutes les nuits sauf celles du 2015-01-16 et celle du 2015-02-20. Une étude de binarité avec le code CANDID n’a pas permis de détecter de compagnon dans les données. Seule la nuit du 15 Janvier 2015 ($n_{V2} = 720$ et $n_{CP} = 480$) donne des détections à plus de 5σ :

- La première détection, à $n_\sigma = 15.34$, indique la présence d’un éventuel compagnon à $\delta x = 0.404 \pm 0.006$ mas et $\delta y = 0.180 \pm 0.006$ mas, avec un rapport de flux $f = 0.757 \pm 0.070$.
- La seconde détection, à $n_\sigma = 15.07$, indique quant à elle la présence d’un éventuel compagnon à $\delta x = -0.418 \pm 0.007$ mas et $\delta y = -0.190 \pm 0.006$ mas, avec un rapport de flux $f = 0.949 \pm 0.085$.

On notera que la seconde détection est presque symétrique par rapport à la première (selon un axe Nord-Ouest/Sud-Est), ce qui donne l’impression d’un artefact dans les données. Ajoutons à cela que le diamètre calculé par CANDID en prenant en compte le compagnon détecté est significativement plus petit que le diamètre attendu pour T Mon (presque d’un ordre de grandeur), dans les deux cas. En considérant ces résultats, il semble vraiment que l’on ait affaire à une fausse détection et que l’écart au modèle de disque uniforme ne soit pas dû à un compagnon. Une révision rapide semble également écarter la possibilité de binarité pour les étoiles de calibration utilisées. Pour ces dernières, les diamètres publiés correspondent d’ailleurs à ce que l’on retrouve avec un ajustement de disque uniforme des visibilitées ; le problème ne semble donc pas non plus provenir de la calibration. Une explication alternative à ces courbes de visibilité atypiques pourrait être la présence d’une enveloppe circumstellaire importante en bande K . [Gallenne et al. \(2013a\)](#) a mis en évidence la présence d’une enveloppe

TABLE 5.2 – Caractéristiques des étoiles de calibration utilisées pour nos observations de T Mon, RZ Vel et U Car avec PIONIER. Celles-ci ont été sélectionnées (a) dans le catalogue de Mérand et al. (2005a) et (b) dans le catalogue du JMMC .

Star	m_v	m_H	$\theta_{UD} \pm \sigma$ (mas)	Ref.	Science
HD 42618	6.84	5.38	0.383 ± 0.027	(b)	T Mon
HD 43386	5.04	4.2	0.547 ± 0.038	(b)	T Mon
HD 72816	7.12	5.01	0.532 ± 0.038	(b)	RZ Vel
HD 73075	7.34	5.16	0.464 ± 0.033	(b)	RZ Vel
HD 94645	6.75	3.79	0.836 ± 0.011	(a)	U Car
HD 94897	7.92	4.66	0.688 ± 0.009	(a)	U Car

épaisse à $10 \mu\text{m}$, et dont la signature semble s'étendre aux plus grandes longueurs d'ondes. De fait, ces auteurs trouvent un comportement similaire dans leur données interférométriques MIDI. La photosphère ne pouvant pas être résolue par cet instrument, il était attendu d'obtenir un profil de visibilité égal à un. Au lieu de ça, ils ont observé un profil décroissant avec la longueur d'onde, ce qui est typique d'une enveloppe et signifie que la taille de la région qui émet grandit avec la longueur d'onde. Cela peut se comprendre assez facilement : plus l'on regarde à de grandes longueurs d'ondes, plus on voit du matériel froid et éloigné de l'étoile, et donc plus l'objet apparaît grand. L'ajustement d'un disque avec enveloppe gaussienne à l'aide de LITPro n'a pas donné de résultat convaincant, mais une étude en fonction de la longueur d'onde pourrait s'avérer intéressante. Des recherches complémentaires doivent être menées pour comprendre et exploiter ces données ; pour le moment nous allons donc les exclure de l'ajustement SPIPS, et il est fortement déconseillé d'utiliser tels quels les diamètres listés dans la table 5.4. Nous excluons également de notre étude les données de U Car du 22 Juin 2014, car nous avons obtenu trop peu de mesures individuelles de visibilité, et celles-ci ne sont pas de bonne qualité en raison des conditions météo. Pour T Mon, nous conseillons d'exclure d'une étude future le diamètre obtenu le 13 Janvier 2014, pour les mêmes raisons.

La figure 5.2 montre l'échantillonnage en phase de toutes les données PIONIER obtenues pendant ma thèse (n'incluant pas les observations de ℓ Car réalisées par Richard Anderson). Le programme PIONIER qui a été accepté pour la période ESO 96 allant de début Octobre 2015 à fin Mars 2016 (100h ! **PI** : P. Kervella) permettra de compléter les "trous", notamment autour des diamètres minimal et maximal. Ce programme permettra également d'observer de nouvelles Céphéides, plus faibles, comme MY Pup, AH Vel, S Mus et BG Cru. L'idéal serait de terminer ce programme en ayant fait le tour de toutes les Céphéides australes dont la variation de diamètre est mesurable par interférométrie avec les instruments actuels, et d'obtenir pour chacune d'elles une courbe de diamètre bien échantillonnée et de haute qualité.

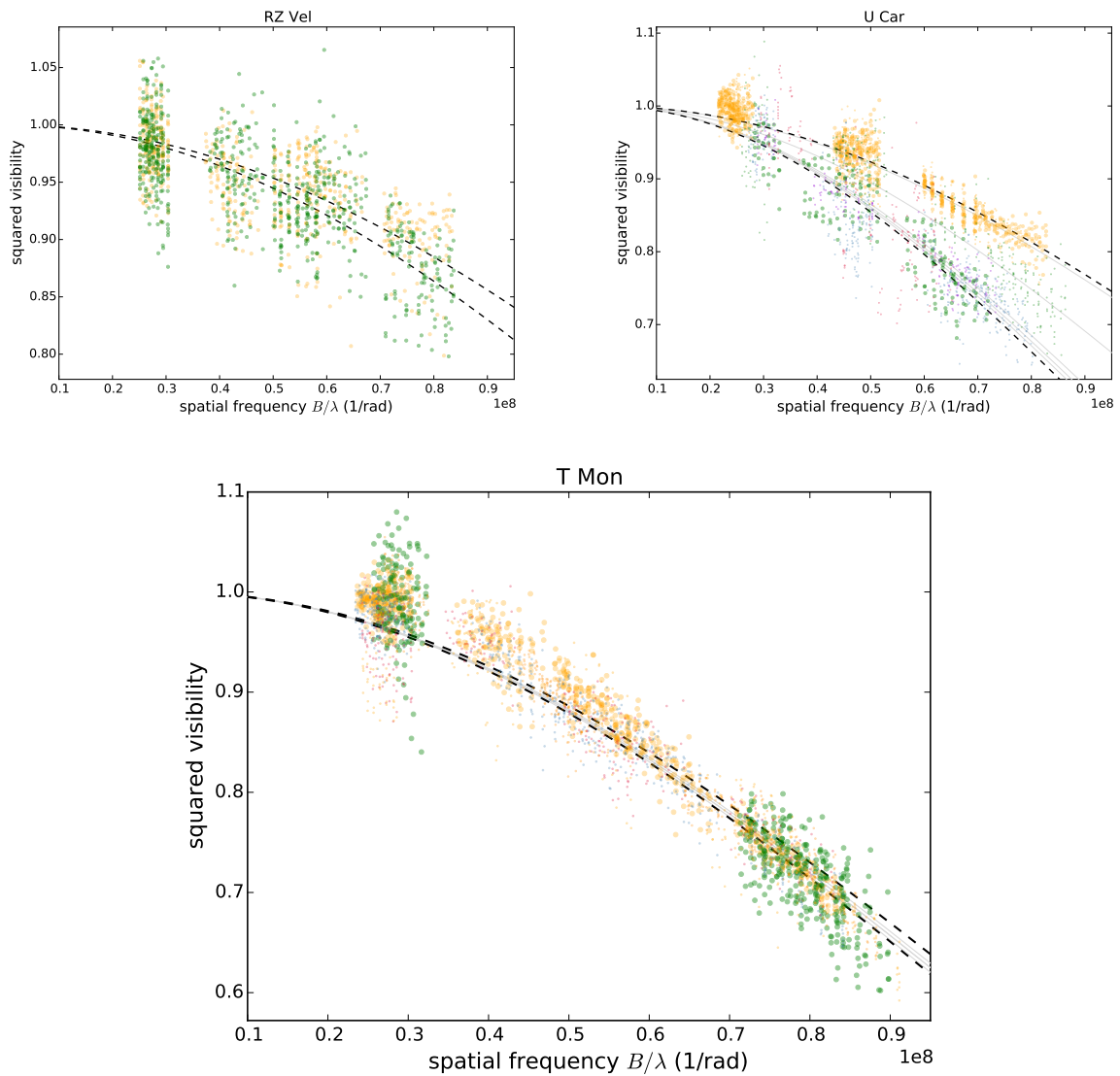


FIGURE 5.1 – Visibilités carrées mesurées avec PIONIER. Les diamètres maximum (en vert) et minimum (en orange) sont mis en évidence. Toutes les données sont ajustées par un modèle de disque uniforme (représenté en traits pointillés pour les extrema et en gris pour les diamètres intermédiaires). Les barres d'erreur ne sont pas représentées par soucis de clareté.

TABLE 5.3 – Limites de détection obtenues avec le code CANDID, dans le cas des non-détections ($n_\sigma < 5$). À la fois les visibilitées et les clôtures de phase ont été utilisées. Le nombre de mesures de V^2 et de clôtures (CP) est précisé pour donner une idée de la pertinence des résultats obtenus.

Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}, n_{CP}	Date	$f_{3\sigma}$	n_σ	n_{V^2}, n_{CP}
<i>RZ Vel</i>				<i>U Car</i>			
2015-01-14	0.7	1.58	648, 432	2014-04-02	0.9	3.08	450, 300
2015-01-15	1.0	1.77	720, 480	2014-04-04	2.0	3.50	180, 120
<i>T Mon</i>				2014-05-07	2.0	1.44	180, 120
2015-01-14	2.5	2.71	720, 480	2014-06-24	2.5	0.89	180, 532
2015-01-16	2.1	4.09	324, 216	2015-01-15	0.8	2.92	720, 480
2015-02-13	3.9	2.14	450, 150	2015-01-16	1.1	1.31	360, 240
2015-02-17	1.3	1.44	540, 360	2015-02-17	7.4	1.33	360, 240
2015-02-20	1.2	3.67	360, 240				

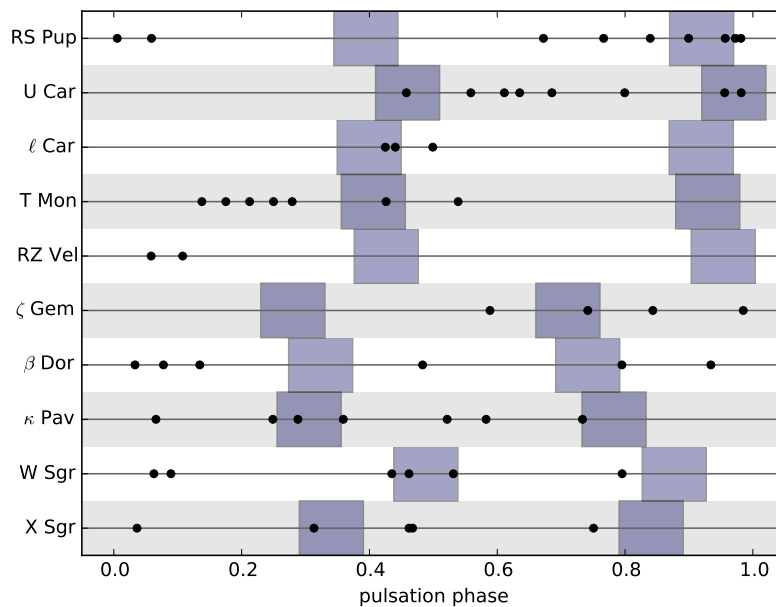


FIGURE 5.2 – Diamètres de Céphéides galactiques mesurés avec PIONIER. Les zones violettes mettent en évidence les diamètres maximal et minimal pour chaque étoile.

TABLE 5.4 – Diamètres mesurés avec PIONIER. On précise la date des observations, la phase de pulsation correspondante, l'intervalle des bases utilisées, les diamètres UD et leurs erreurs, et le χ^2 résultant de l'ajustement de diamètre UD avec LITPro.

Date	MJD	Baselines (m)	Phase	$\theta_{UD} \pm \sigma_{\text{stat.}} \pm \sigma_{\text{syst.}}$ (mas)	χ^2
<i>U Car</i>					
2014-04-02	56750.1409	56.76 - 139.97	0.54	$1.019 \pm 0.004 \pm 0.010$	1.71
2014-04-04	56752.1835	56.76 - 139.97	0.59	$1.008 \pm 0.004 \pm 0.010$	0.96
2014-05-07	56785.1619	56.76 - 139.97	0.44	$0.993 \pm 0.014 \pm 0.010$	3.98
2014-06-24	56832.9809	56.76 - 139.97	0.66	$1.034 \pm 0.007 \pm 0.010$	1.47
2015-01-15	57038.3237	46.64 - 129.08	0.91	$0.740 \pm 0.002 \pm 0.010$	0.62
2015-01-16	57039.3350	46.64 - 129.08	0.94	$0.753 \pm 0.005 \pm 0.010$	0.77
2015-02-17	57071.2002	46.64 - 129.08	0.75	$0.873 \pm 0.004 \pm 0.010$	0.81
<i>RZ Vel</i>					
2015-01-14	57037.1441	46.64 - 129.08	0.15	$0.571 \pm 0.006 \pm 0.035$	0.99
2015-01-15	57038.1497	46.64 - 129.08	0.20	$0.624 \pm 0.004 \pm 0.035$	0.84
<i>T Mon</i>					
2015-01-14	57037.1988	46.64 - 129.08	0.14	$0.929 \pm 0.002 \pm 0.038$	1.01
2015-01-15	57038.2069	46.64 - 129.08	0.17	$0.908 \pm 0.002 \pm 0.038$	1.29
2015-01-16	57039.2199	46.64 - 129.08	0.21	$0.922 \pm 0.004 \pm 0.038$	1.01
2015-02-13	57067.0923	56.76 - 139.97	0.24	$0.938 \pm 0.003 \pm 0.032$	1.37
2015-02-17	57071.0707	56.76 - 139.97	0.39	$0.928 \pm 0.002 \pm 0.032$	1.15
2015-02-20	57074.1226	56.76 - 139.97	0.50	$0.936 \pm 0.003 \pm 0.032$	1.21

5.1.2 Analyse avec SPIPS

U Car

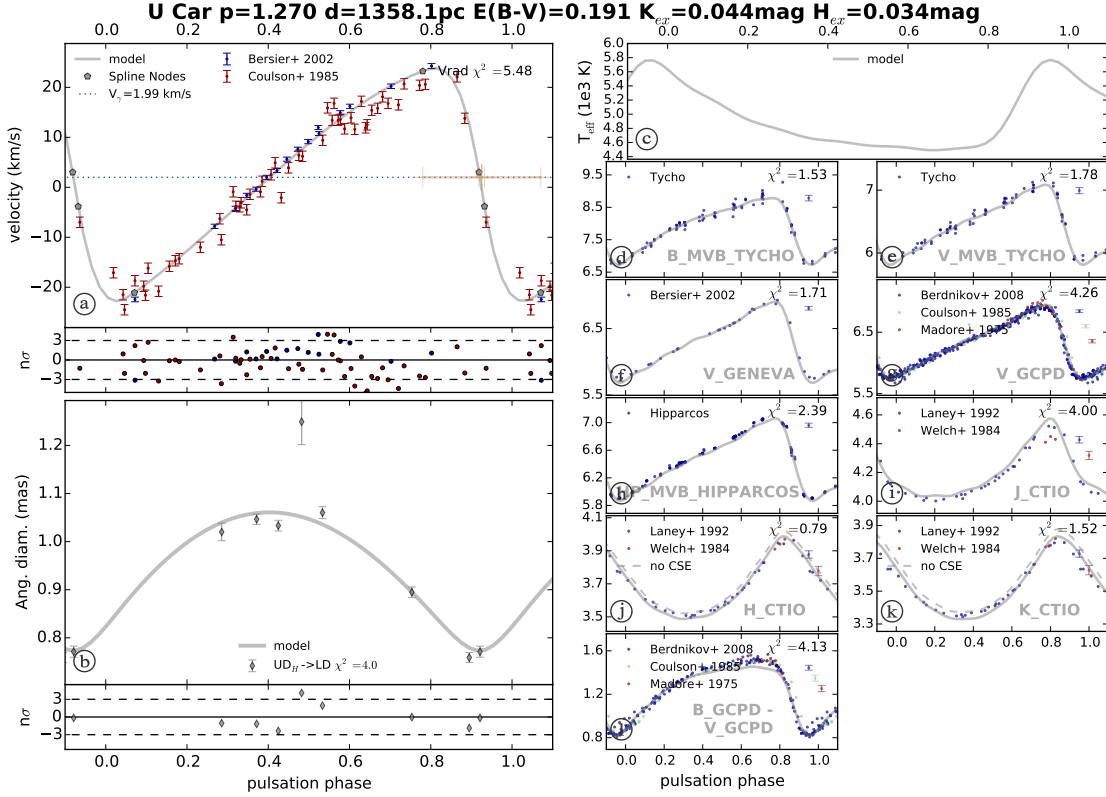


FIGURE 5.3 – Ajustement SPIPS obtenu pour U Car

Pour cette étoile j'ai utilisé les vitesses radiales de [Bersier \(2002\)](#) et [Coulson and Caldwell \(1985\)](#) ; la photométrie visible de *Tycho* et *Hipparcos* ([ESA, 1997](#)), ainsi que celle de [Bersier et al. \(1994a\)](#), [Coulson and Caldwell \(1985\)](#), [Berdnikov \(2008\)](#) et [Madore \(1975\)](#). Les bandes *R* et *I* ont été exclues contrairement à l'exemple montré au chapitre 2, en raison des problèmes de linéarité des capteurs CCD dans ces longueurs d'onde. J'ai également utilisé la photométrie infrarouge de [Laney and Stobie \(1992\)](#) et [Welch et al. \(1984\)](#). J'ai fixé le *p*-facteur à la valeur de 1.27 ([Mérand et al., 2005b](#)). L'ajustement SPIPS obtenu est montré à la figure 5.3. On obtient les résultats suivants (pour un χ^2 réduit total de 3.44) :

- $\theta_{\text{Ross.}}$ à $\phi = 0 = 0.8221 \pm 0.0039$ mas, et $\langle \theta_{\text{Ross.}} \rangle = 0.9470 \pm 0.0045$ mas
- $E(B - V) = 0.191 \pm 0.009$
- $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 4885 \pm 21$ K
- $\langle R \rangle = 138.32 \pm 0.65 R_{\odot}$
- $V_{\gamma} = 1.993$ km/s
- $d = 1.35 \pm 0.02$ kpc
- excès en *H* : 0.00 ± 0.01 mag ; excès en *K* : 0.00 ± 0.01 mag

Le diamètre angulaire et la température sont cohérents avec des résultats déjà publiés ($\theta = 0.94 \pm 0.06$ pour [Groenewegen \(2013\)](#) et $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 4823 \pm 52$ pour [Gallenne et al. \(2012a\)](#)). La distance semble être surestimée à en juger par la distance donnée par la parallaxe de *Hipparcos* ($d = 0.49 \pm 0.10$ kpc). Elle est cependant moins grande que la distance donnée par [Turner \(1988\)](#) (appartenance de U Car à un amas situé à 1.9 kpc). Une sur-estimation de la distance expliquerait notre sous-estimation du rayon linéaire. En effet, nous trouvons $138.32 \pm 0.65 R_{\odot}$ alors que la relation Période-Rayon de [Molinaro et al. \(2012\)](#) prédit un rayon de $195.88 R_{\odot}$. Dans l'ajustement de SPIPS, cela signifie que l'on sous-estime légèrement l'amplitude de variation de la courbe de vitesse radiale. Comme on peut le voir, les données pour les extrema de vitesse et de diamètre sont relativement dispersées, ce qui pourrait expliquer cette erreur. SPIPS calcule également $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}}$ à $1.67 \mu\text{m} = 0.975$.

T Mon

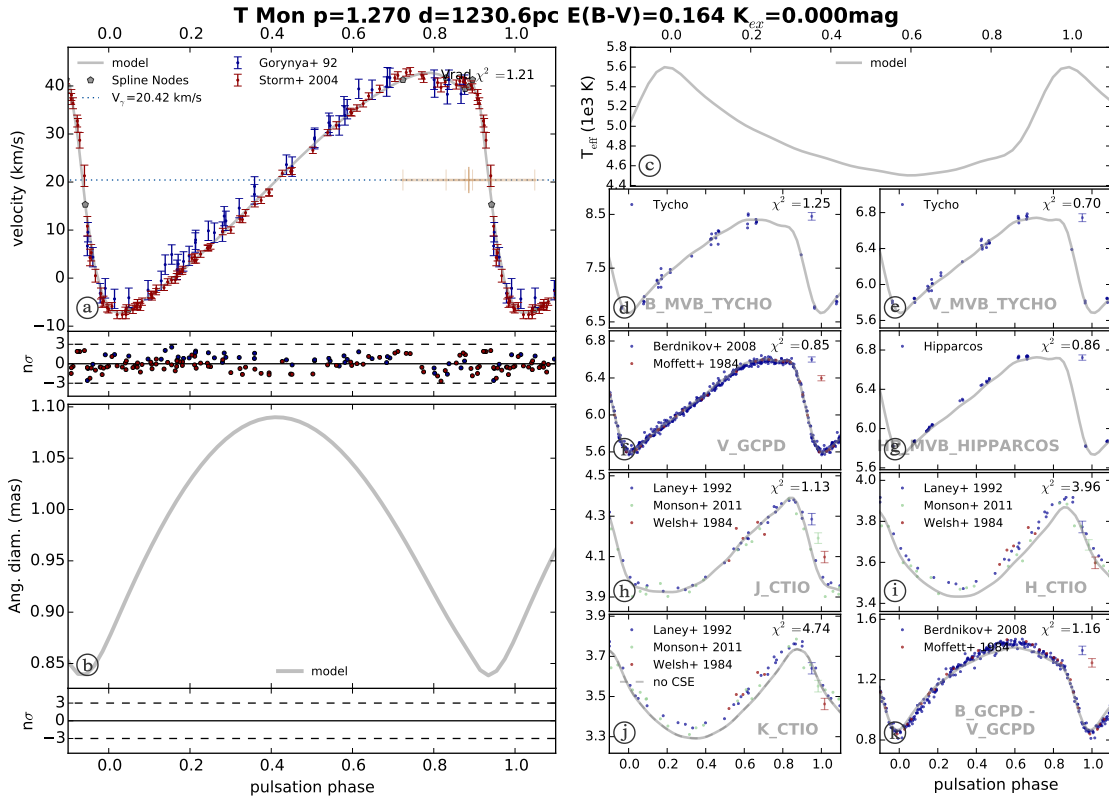


FIGURE 5.4 – Ajustement SPIPS obtenu pour T Mon

Pour T Mon, j'ai utilisé les vitesses radiales de [Storm et al. \(2004\)](#) et de [Gorynya et al. \(1998\)](#) (plus dispersées que les premières, mais cependant intéressantes pour la mesure de variation de période). J'ai utilisé la photométrie de *Tycho* et *Hipparcos* ([ESA, 1997](#)), la photométrie visible de [Berdnikov \(2008\)](#) et [Moffett and Barnes \(1984\)](#), ainsi que la photométrie infrarouge de [Laney and Stobie \(1992\)](#), [Monson and Pierce \(2011\)](#) et [Welch et al. \(1984\)](#).

Comme expliqué plus haut, j'ai exclu les données PIONIER. Alors qu'une enveloppe importante est observée dans l'infrarouge thermique à $\sim 10 \mu\text{m}$ (Gallenne et al., 2013a), SPIPS ne détecte pas d'excès de magnitude dans les bande H et K , ce qui est surprenant (la signature de l'enveloppe étant visible dans les données PIONIER en bande K). Il pourrait s'agir d'une mauvaise estimation de la température et/ou du diamètre. Des investigations supplémentaires sont nécessaires avec cette Céphéide particulière. L'ajustement SPIPS obtenu est montré à la figure 5.4. On obtient d'ores et déjà les résultats suivants (pour un χ^2 réduit total de 1.33) :

- $\theta_{\text{Ross.}}$ à $\phi = 0 = 0.8735 \pm 0.0029$ mas, et $\langle \theta_{\text{Ross.}} \rangle = 0.9908 \pm 0.0032$ mas
- $E(B - V) = 0.164 \pm 0.006$
- $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 4861 \pm 13$ K
- $\langle R \rangle = 131.12 \pm 0.43 R_{\odot}$
- $V_{\gamma} = 20.422$ km/s
- $d = 1.23 \pm 0.03$ kpc
- excès en H : 0.000 ± 0.006 mag; excès en K : 0.000 ± 0.006 mag

Pour T Mon, Gallenne et al. (2013a) publient une température de 5200 K, soit près de 350 K plus chaud que celui calculé avec SPIPS. D'après leurs mesures interférométriques avec MIDI ils mesurent $\theta_{\text{LD}} = 0.94 \pm 0.11$ mas, en accord avec le diamètre moyen de SPIPS, qui est également en accord avec la valeur de 1.01 ± 0.03 mas donnée à $\phi = 0.22$ par Storm et al. (2011). Les auteurs publient également un rougissement de 0.135 ± 0.066 , également en accord avec le nôtre et avec celui de Kovtyukh et al. (2008) (0.179 ± 0.029).

RZ Vel

Pour RZ Vel j'ai utilisé les vitesses radiales de Coulson and Caldwell (1985) et Nardetto et al. (2009b); la photométrie visible de *Tycho* et *Hipparcos* (ESA, 1997), ainsi que de Berdnikov (2008); et la photométrie infrarouge de Laney and Stobie (1992). Le p -facteur a été fixé à 1.27. Pour cette Céphéide il n'y a pas de problème particulier avec SPIPS, en dehors d'un léger décalage entre le modèle et les données en bande H et K . L'ajustement SPIPS obtenu est montré à la figure 5.5. On obtient les résultats suivants (pour un χ^2 réduit total de 1.72) :

- $\theta_{\text{Ross.}}$ à $\phi = 0 = 0.5850 \pm 0.0027$ mas, et $\langle \theta_{\text{Ross.}} \rangle = 0.6822 \pm 0.0031$ mas
- $E(B - V) = 0.340 \pm 0.009$
- $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 5172 \pm 23$ K
- $\langle R \rangle = 96.47 \pm 0.44 R_{\odot}$
- $V_{\gamma} = 24.803$ km/s
- $d = 1.31 \pm 0.03$ kpc
- excès en H : 0.00 ± 0.01 mag; excès en K : 0.00 ± 0.01 mag

Une fois de plus le rayon semble légèrement sous-estimé par rapport aux prédictions de Molinaro et al. (2012) ($120.84 R_{\odot}$), ce qui pourrait laisser deviner une sur-estimation de la distance. Gieren et al. (1998) aboutissent également à une valeur de $121.8 \pm 2.3 R_{\odot}$. La distance *Hipparcos* (van Leeuwen, 2007) est de 0.54 ± 0.21 kpc; un résultat significativement plus bas que celui déterminé avec SPIPS et ce malgré l'incertitude de 39% de la parallaxe

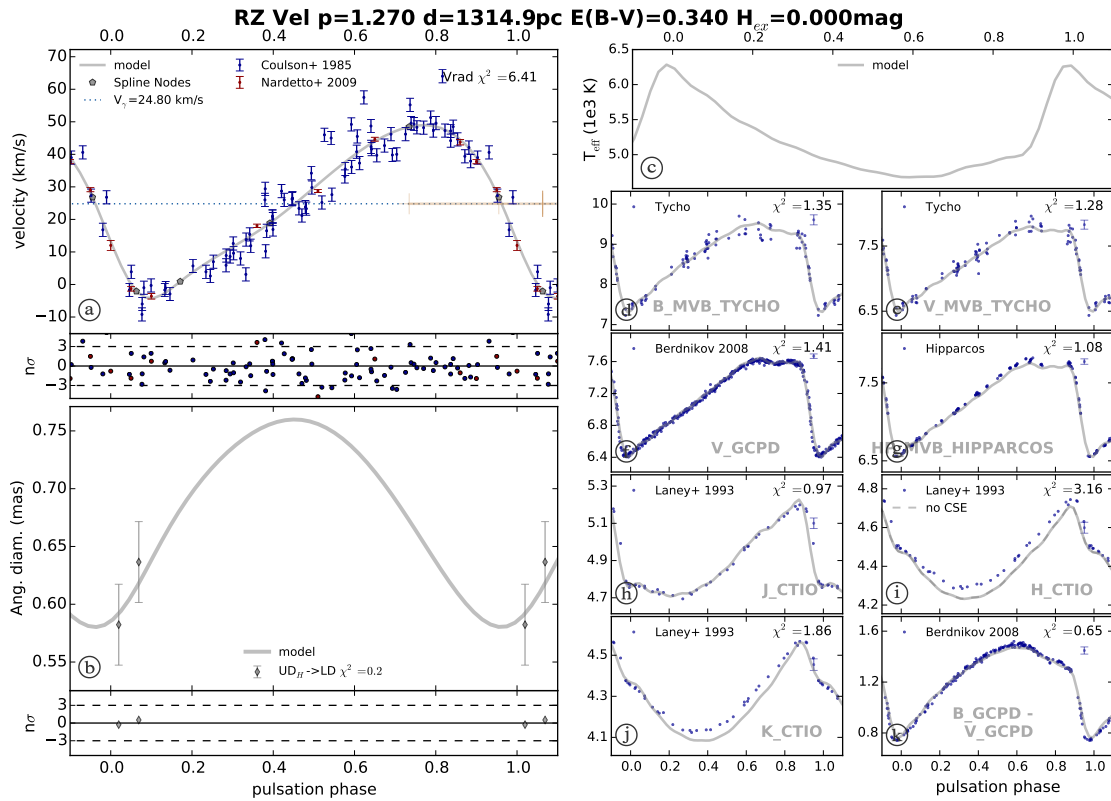


FIGURE 5.5 – Ajustement SPIPS obtenu pour RZ Vel

Hipparcos. Cependant, notre valeur est elle-même plus basse que celle proposée par [Molinaro et al. \(2012\)](#) : $d = 1713 \pm 20$ pc. Il est donc difficile de conclure quant à une mauvaise estimation de l'amplitude de variation du diamètre angulaire avec SPIPS. Un meilleur échantillonnage de la courbe de diamètre angulaire permettrait de mieux contraindre l'amplitude de variation du diamètre et d'aboutir à un résultat plus robuste. [Molinaro et al. \(2012\)](#) publient un rougissement de 0.320 ± 0.012 , en accord avec la valeur de SPIPS. [Nardetto et al. \(2006\)](#) donnent une température effective de 5537 K, soit environ 400 K plus chaud que le modèle SPIPS. On détermine également $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}} = 0.981$ à $1.67 \mu\text{m}$, longueur d'onde des observations avec PIONIER.

5.2 ...Et dans le futur ?

5.2.1 *Gaia* et les mesures de parallaxes

Les mesures du satellite *Gaia* révolutionneront l'astrophysique moderne, et auront un grand rôle à jouer dans la problématique de l'échelle des distances galactiques. Les parallaxes permettront en particulier d'aboutir à une meilleure calibration de la méthode de Baade-Wesselink et d'avancer dans le débat sur le p -facteur, voir de le clore presque définitivement. Une première application évidente des données de *Gaia* sera donc bien sûr d'utiliser la parallaxe de chaque Céphéide observée comme paramètre d'entrée de SPIPS pour mesurer la valeur du p -facteur. Le télescope spatial permettra de connaître la distance de plus d'une centaine de Céphéides avec seulement 1% d'erreur (soit une précision de l'ordre de 10 μ as sur la parallaxe !), et d'environ 480 Céphéides avec une précision meilleure que 5%. La répartition en période et la précision obtenue pour tout cet échantillon sont montrées dans l'histogramme de la figure 5.6. Celui-ci a été réalisé par le stagiaire en fin de master Anthony Soulain, qui a travaillé avec nous à l'ESO durant quelques mois en 2015. Afin d'obtenir un échantillon cohérent de Céphéides et dont la répartition en période soit plus équilibrée, Anthony a proposé de sélectionner en priorité les Céphéides suivantes :

- Pour les longues périodes (> 20 jours), toutes les Céphéides dont la parallaxe sera mesurée à moins de 5% ;
- Pour les périodes moyennes (entre 10 et 20 jours), toutes les Céphéides dont la parallaxe sera mesurée à moins de 3% ;
- Pour les courtes périodes (< 10 jours), seulement celles dont la parallaxe sera mesurée avec une précision inférieure à 1%.

Cette sélection permet d'aboutir à un échantillon plus raisonnable de 225 Céphéides dont une centaine possède déjà un nombre conséquent de données (le seuil ayant été fixé par Anthony à 50 mesures de vitesse radiale, 30 mesures de photométrie visible et 10 mesures de photométrie infrarouge). On obtient alors l'échantillon représenté dans l'histogramme de la figure 5.7. Pour appliquer le code SPIPS à ces étoiles, trois cas de figure se présenteront. (1) Si les Céphéides possèdent des mesures interférométriques, on appliquera la méthode en mode "parallaxe de pulsation interférométrique". (2) S'il n'y a pas d'interférométrie disponible mais tout de même assez de données (comme ce fut le cas pour certaines des Céphéides étudiées au cours de ma thèse), on appliquera SPIPS dans sa version "brillance de surface", les diamètres angulaires étant alors déduits de la photométrie seule. (3) Pour les Céphéides ne possédant pas assez de mesures, voir pas du tout, nous utiliserons les données fournies par le satellite *Gaia*. En effet, en plus des mesures astrométriques et des parallaxes, l'instrument fournira des vitesses radiales et des magnitudes visibles en bande G (le filtre de *Gaia*). On pourra donc intégrer à notre étude l'ensemble des données fournies pour chaque étoile, en plus des données récoltées grâce à de nouvelles campagnes d'observations. Cette stratégie d'approche permettra une avancée rapide sur le problème du p -facteur, et de ce fait une meilleure calibration de la physique contenue dans la méthode SPIPS. Cependant, d'autres biais resteront à contrôler pour réduire la dispersion des différentes relations P-L des Céphéides. En particulier, nous avons montré que les enveloppes peuvent avoir un effet non négligeable dans les bandes H et

K , et que la binarité peut biaiser les observations dans les bandes B et V . L'étape suivante de notre travail sera donc d'étudier tous les aspects de l'environnement des Céphéides pour se rapprocher le plus possible de l'analyse de la pulsation elle-même.

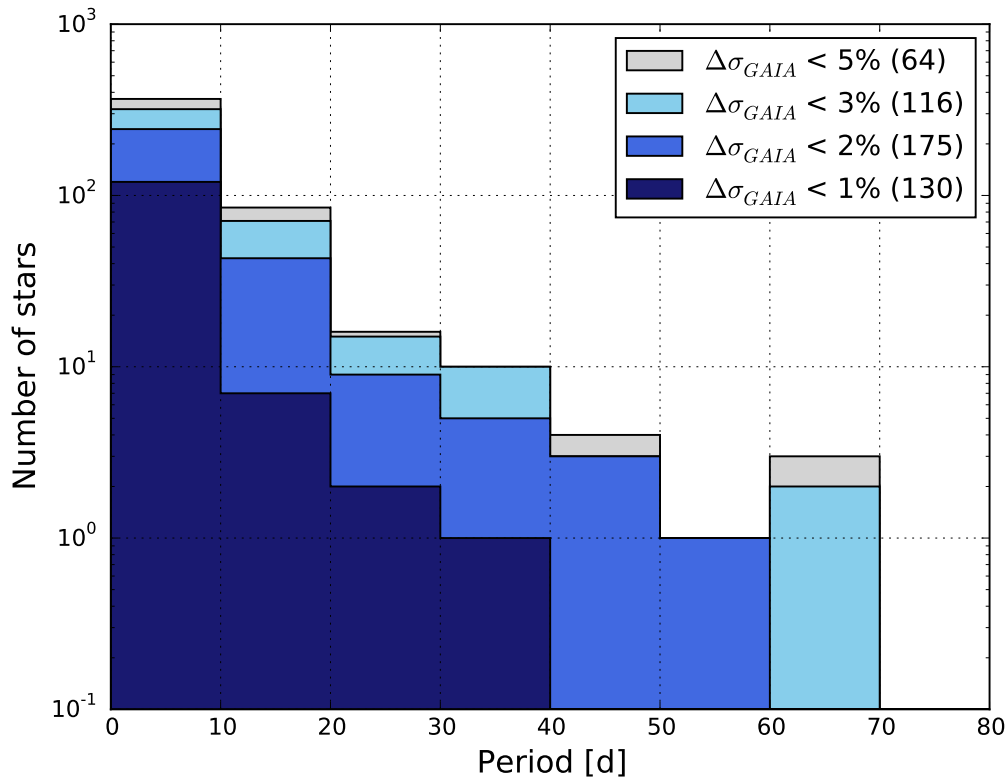


FIGURE 5.6 – Histogramme montrant la distribution en période de pulsation des Céphéides galactiques pour lesquelles *Gaia* fournira une parallaxe à moins de 5%.

5.2.2 *Unlock Cepheids*

Un vaste programme visant à fournir une meilleure calibration de l'échelle de distance des Céphéides, *Unlock Cepheids*, est en cours de développement sous la direction de Pierre Kervella. Son objectif est de pouvoir - dans moins de 5 ans - fournir à la communauté une série de relations P-L non-biaisées et dont la dispersion serait uniquement le fait de fluctuations *intrinsèques* de la loi de Leavitt (par opposition à des effets systématiques quantifiables dus à l'environnement de l'étoile). Le but de cette calibration très précise est de remettre les Céphéides au premier plan dans la course à la Constante de Hubble, car si l'objectif est atteint, elles formeront un premier barreau solide et extrêmement fiable ($< 1\%$ d'erreur) de l'échelle des distances extra-galactiques. Le point clé de la réussite de ce programme sera l'utilisation conjuguée de toutes les données du satellite *Gaia*, du code SPIPS, des interféromètres de

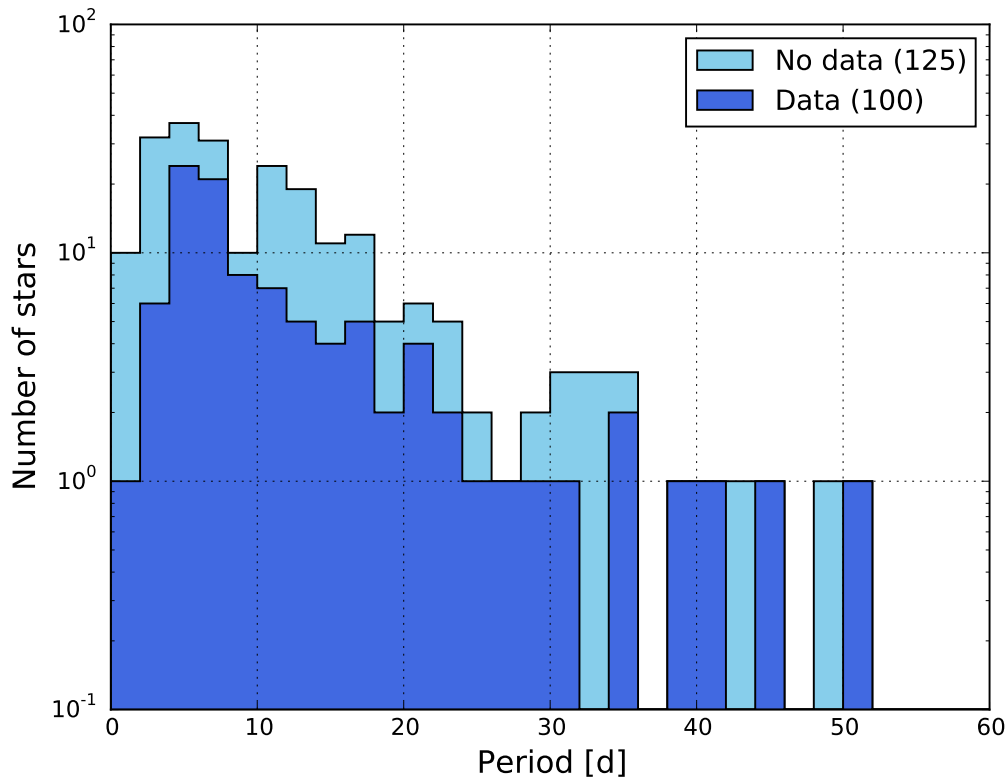


FIGURE 5.7 – Histogramme montrant la répartition en période des Céphéides de notre échantillon réduit de 225 Céphéides.

nouvelle génération (e.g. MATISSE, GRAVITY), ainsi que d’outils permettant d’étudier la binarité (e.g. CANDID) et les enveloppes (e.g. DUSTY (Nenkova et al., 2000), les données du satellite *Herschel*). Le projet *Unlock Cepheids* va principalement s’articuler autour des trois pôles de travail suivants :

- **Dynamique de pulsation et métallicité.** Un sujet de recherche sera consacré à l’utilisation conjointe de SPIPS et des parallaxes de *Gaia*, comme nous l’avons expliqué dans la section précédente. Il faut ajouter à cela que le code SPIPS lui-même sera mis à jour pour faire de la synthèse spectrale. Un ajustement de spectres à haute résolution permettra une meilleure compréhension et prise en compte des phénomènes atmosphériques (e.g. ondes de choc, gradient de vitesse) et une mesure de la vitesse de pulsation *indépendante* du p -facteur. La parallaxe permettra alors d’étudier d’autres aspects de la calibration de SPIPS, comme la dégénérescence entre la température et le rougissement, ou l’effet de la métallicité.
- **Céphéides dans des systèmes binaires, pour des distances et masses de haute précision.** Dans ce vaste projet, il est fondamental d’étudier la binarité des Céphéides.

En effet, la présence d'un compagnon peut fortement biaiser les données (aussi bien interférométriques, photométriques et spectroscopiques), et concernerait plus de 60% des Céphéides galactiques. *Gaia* permettra d'étudier la binarité des Céphéides observées *via* ses mesures astrométriques. Comme nous l'avons vu, le code CANDID récemment développé par Antoine Mérand et Alexandre Gallenne permet doré et déjà de rechercher la signature d'un compagnon dans les données interférométriques. Les Céphéides appartenant à des systèmes binaires permettent de mesurer des distances et masses très précises, et constituent donc d'excellents laboratoires d'astrophysique, comme le montre par exemple l'étude de V1334 Cyg (Gallenne et al., 2013b).

- **Enveloppes circumstellaires.** L'étude des enveloppes de Céphéides peut se faire grâce à l'interférométrie, comme nous l'avons vu par exemple pour T Mon. Des observations avec le nouvel instrument VLTI/MATISSE à venir, ainsi qu'avec VISIR, permettront de mieux étudier les enveloppes (contribution, extension, etc.), afin de pouvoir corriger les magnitudes dans les domaines de l'infrarouge thermique et moyen, préparant de ce fait le terrain pour l'arrivée des données du *James Webb Space Telescope*. En effet, ce télescope observera des Céphéides dans d'autres galaxies, dans des longueurs d'ondes allant de 0.6 à 28.5 μm . Le lien entre les enveloppes et le stade évolutif des Céphéides doit également être étudié et mieux compris, pour pouvoir à terme proposer une correction "automatique" pouvant s'appliquer à n'importe quelle Céphéide observée. Des données du satellite *Herschel* sont également à étudier, et le code DUSTY pourra être utilisé pour mieux comprendre la composition chimique et les processus de formation des enveloppes circumstellaires.

Ce projet devrait permettre une avancée significative dans la problématique de l'échelle de distance des Céphéides. Ceci aurait bien sûr des applications très intéressantes dans le domaine de la cosmologie, en particulier concernant la réduction de l'incertitude de mesure de la constante de *Hubble*.

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons présenté les premiers résultats du code **SPIPS**, une implémentation originale et robuste de la méthode de Baade-Wesselink servant à déterminer la distance d'étoiles variables. Nous l'avons appliquée à plus d'une dizaine de Céphéides galactiques proches de parallaxe connue, ce qui nous a permis de mieux connaître leur physique (nous avons par exemple mis en évidence la présence d'enveloppes circumstellaires), et d'avancer dans la problématique du p -facteur. Dans le cadre de cette étude, j'ai participé à un large programme d'observations interférométriques (commencé il y a près d'une dizaine d'années), à la fois dans l'hémisphère Sud (au Chili, avec le VLTI) et dans l'hémisphère Nord (en Californie avec CHARA). Cette campagne, qui sera complétée dans les mois à venir, a dorénavant et déjà permis de constituer le plus grand jeu de données interférométriques de Céphéides galactiques. À terme, nous espérons disposer d'une courbe de diamètre angulaire - au moins une dizaine de points uniformément répartis en phase - pour toutes les Céphéides observables grâce aux interféromètres actuels. L'intégration de ces données dans la méthode **SPIPS** et l'utilisation simultanée de photométrie multi-bande assurent une grande robustesse des résultats obtenus avec **SPIPS** et constituent l'une des principales originalités de cette approche. D'ici quelques années, l'exploitation conjointe de **SPIPS** et des données du satellite Gaia permettront de faire un pas de plus dans la calibration de l'échelle de distance des Céphéides.

Ces trois années de thèse ont été pour moi très enrichissantes, autant sur le plan professionnel que personnel. Tout d'abord, j'ai pu me familiariser d'avantage avec le monde de la recherche. J'ai beaucoup apprécié travailler à l'ESO, car il s'agit d'un laboratoire très dynamique et varié - aussi bien dans les rencontres que l'on y fait que dans les sujets de recherche représentés. J'ai également eu la chance de passer pas moins de 70 nuits à l'observatoire du Mont Paranal, dans le désert d'Atacama. Cette expérience m'a permis de découvrir le fonctionnement des opérations et la vie fascinante d'un observatoire de classe mondiale. C'est d'ailleurs l'une des facettes de mon travail que j'ai préféré. Réaliser les observations m'a rendu plus autonome, car il faut prendre des décisions et adapter rapidement le programme de la nuit en fonction des imprévus météorologiques et instrumentaux. Il est de plus très exaltant d'obtenir de nouvelles données et de commencer à les décortiquer la nuit même. Outre les observations, j'ai apprécié mes différents séjours à Paranal pour le lieu en lui-même : calme et apaisant. Je m'y suis généralement sentie très productive, et j'ai également pu prendre le temps de contempler avec émerveillement le ciel étoilé du désert. Dans le cadre de notre programme d'observations, j'ai également pu me rendre à l'Observatoire du Mont Wilson, en

Californie. Si les observations n'ont pas été très productives, j'ai pu en revanche apprendre beaucoup de choses sur ce lieu phare de l'histoire de l'astronomie, et je n'ai pas manqué de partir en expéditions pour en découvrir tous les recoins.

Durant ma thèse j'ai eu la chance de participer à plusieurs conférences scientifiques, durant lesquelles j'ai pu rencontrer d'autres chercheurs et présenter mon travail. Récemment, j'ai pu faire une présentation orale à l'EWASS (European Week of Astronomy and Space Science - Juin 2015 - *Tenerife, Espagne*). Je me suis également rendue au "SOCHIAS XII annual meeting" (Mars 2015 - *Puerto Varas, Chili*), aux rencontres de la SF2A (Juin 2014 - *Paris, France*), à la conférence "Cosmic distance scale" (Avril 2014 - *Baltimore, USA*), ainsi qu'au symposium IAU "Precision Asteroseismology" (Août 2013 - *Wroclaw, Pologne*). J'ai également pu participer à l'école d'été "VLT School", organisée à Barcelonnette dans les Alpes en Août 2013, ce qui m'a permis de compléter mes connaissances en interférométrie. J'en garde un excellent souvenir ! Durant cette école nous avons notamment pu visiter le prototype d'hypertélescope en cours de construction dans la vallée de l'Ubaye, qui nous a été présenté par Antoine Labeyrie lui-même, l'inventeur de cette technique. De plus, la naissance d'une amitié forte entre étudiants a rendu cette école inoubliable.

Je ne peux pas terminer ce manuscrit sans un petit mot sur le Chili, où j'ai vécu pendant plus de deux ans et demi. J'ai découvert un pays magnifique et des gens d'une grande gentillesse dont j'ai appris à partager le mode de vie. Durant mon séjour là-bas j'ai également pu découvrir d'autres pays d'Amérique du Sud, un continent qui m'a définitivement marquée pour sa joie de vivre, ses paysages et ses couleurs. Je garderai toujours un souvenir ému de ma thèse, ainsi que des rencontres et découvertes uniques faites au cours de cette grande aventure.



Annexe A

Publications

A.1 Liste des publications référées en premier auteur

- Breitfelder et al. (2015), *A&A* (accepté)

Titre : Observational calibration of the projection factor of Cepheids. II. Application to nine Cepheids with HST/FGS parallax measurements.

Auteurs : J. Breitfelder, A. Merand, P. Kervella, A. Gallenne, L. Szabados, R. I. Anderson, and J.-B. Le Bouquin

Abstract : *Context.* The distance to pulsating stars is classically estimated using the parallax-of-pulsation (PoP) method, that combines spectroscopic radial velocity measurements and angular diameter estimates to derive the distance of the star. A particularly important application of this method is the determination of Cepheid distances, in view of the calibration of their distance scale. However, the conversion of radial to pulsational velocities in the PoP method relies on a poorly calibrated parameter, the projection factor (*p*-factor).

Aims. We aim at measuring empirically the value for the *p*-factors of an homogeneous sample of nine bright Galactic Cepheids for which trigonometric parallaxes were measured using the HST Fine Guidance Sensor by [Benedict et al. \(2007\)](#).

Methods. We use the SPIPS algorithm, a robust implementation of the PoP method that combines photometry, interferometry and radial velocity measurements in a global modeling of the pulsation of the star. We obtained new interferometric angular diameter measurements using the VLTI/PIONIER instrument, completed by data from the literature. Using the known distance as an input, we derive the value of the *p*-factor of the nine stars of our sample and study its dependence with the pulsation period.

Results. We find the following *p*-factors : $p = 1.20 \pm 0.12$ for RT Aur, $p = 1.48 \pm 0.18$ for T Vul, $p = 1.14 \pm 0.10$ for FF Aql, $p = 1.31 \pm 0.19$ for Y Sgr, $p = 1.39 \pm 0.09$ for X Sgr, $p = 1.35 \pm 0.13$ for W Sgr, $p = 1.36 \pm 0.08$ for β Dor, $p = 1.41 \pm 0.10$ for ζ Gem, and $p = 1.23 \pm 0.12$ for ℓ Car.

Conclusions. The values of the *p*-factors that we obtain are consistently close to $p = 1.324 \pm 0.024$. We observe some dispersion around this average value, but the observed distribution is statistically consistent with a constant value of the *p*-factor as a function of the pulsation period ($\chi^2 = 0.669$). The error budget of our determination of the *p*-factor values is presently dominated by the uncertainty on the parallax, a limitation that will soon be waived by Gaia.

- [Breitfelder et al. \(2015\)](#)

Titre : Observational calibration of the projection factor of Cepheids. I. The type II Cepheid κ Pavonis

Auteurs : J. Breitfelder, P. Kervella, A. Mérand, A. Gallenne, L. Szabados, R. I. Anderson, M. Willson, & J. B. Le Bouquin

Abstract : *Context :* The distance of pulsating stars, in particular Cepheids, are commonly measured using the parallax of pulsation technique. The different versions of this

technique combine measurements of the linear diameter variation (from spectroscopy) and the angular diameter variation (from photometry or interferometry) amplitudes, to retrieve the distance in a quasi-geometrical way. However, the linear diameter amplitude is directly proportional to the projection factor (hereafter p -factor), which is used to convert spectroscopic radial velocities (i.e., disk integrated) into pulsating (i.e., photospheric) velocities. The value of the p -factor and its possible dependence on the pulsation period are still widely debated.

Aims : Our goal is to measure an observational value of the p -factor of the type-II Cepheid κ Pavonis.

Methods : The parallax of the type-II Cepheid κ Pav was measured with an accuracy of 5% using HST/FGS. We used this parallax as a starting point to derive the p -factor of κ Pav, using the SPIPS technique (*Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars*), which is a robust version of the parallax-of-pulsation method that employs radial velocity, interferometric and photometric data. We applied this technique to a combination of new VLTI/PIONIER optical interferometric angular diameters, new CORALIE and HARPS radial velocities, as well as multi-colour photometry and radial velocities from the literature.

Results : We obtain a value of $p = 1.26 \pm 0.07$ for the p -factor of κ Pav. This result agrees with several of the recently derived Period- p -factor relationships from the literature, as well as previous observational determinations for Cepheids.

Conclusions : Individual estimates of the p -factor are fundamental to calibrating the parallax of pulsation distances of Cepheids. Together with previous observational estimates, the projection factor we obtain points to a weak dependence of the p -factor on period.

A.2 Liste des publications référées en co-auteur

- Anderson et al. (2015), *MNRAS* (accepté)

Titre : Revealing Cepheid ℓ Carinae’s Time-dependent Projection Factor via Contemporaneous Velocimetry and Interferometry.

Auteurs : R. I. Anderson, A. Mérand, J. Breitsfelder, P. Kervella, J.-B. Le Bouquin, L. Eyer, A. Gallenne, L. Palaversa, T. Semaan, S. Saesen, and N. Mowlavi

Abstract : Baade-Wesselink-type (BW) techniques enable geometric distance measurements of Cepheid variable stars in both the Galaxy and the Magellanic clouds. Their leading sources of uncertainty are related to projection factors required to translate observed radial velocities (RVs) to pulsational velocities, as well as recent evidence of modulated variability cycles. We carried out an unprecedented observational campaign involving long-baseline near-infrared interferometry (VLTI/PIONIER) and optical spectroscopy (Euler/Coralie) to search for modulated variability in the long-period ($P \sim 35.5$ d) Cepheid ℓ Carinae. We determine highly precise angular diameters from squared visibilities and measure the difference between two consecutive maximal dia-

meters, $\Delta_{\max}\Theta$. We characterize the modulated variability along the line-of-sight using 361 high-precision RVs. Here we report the discovery of modulated angular variability, with $\Delta_{\max}\Theta = 13.1/18.4 \mu\text{as}$ (uniform disk/limb darkened diameters) detected at high significance ($19.2/17.5\sigma$). We confirm the modulated nature of ℓ Carinae's RV variability. Our results imply that the optical continuum (traced by interferometry) does not move in unison with the gas (traced by spectroscopy), since the two modulations have opposite sign. Our work reveals the time-dependent nature of projection factors, which can vary by 5% between consecutive cycles of expansion and contraction. Additional interferometric, spectroscopic, and photometric data are required to determine the long-term behavior of this modulated variability. Additional Cepheids should be monitored analogously in order to improve the accuracy of BW distances.

Contribution : Pour ce papier j'ai principalement participé aux observations PIONIER ainsi qu'à leur réduction, l'auteur n'étant alors pas encore très familier avec l'interférométrie.

- [Mérand et al. \(2015\)](#)

Titre : Cepheid distances from the Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS). Application to the prototypes δ Cep and η Aql.

Auteurs : A. Merand, P. Kervella, J. Brethfelder, A. Gallenne, V. Coude du Foresto, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. Ridgway, L. Sturmann, J. Sturmann, and N. H. Turner

Abstract : *Context.* The parallax of pulsation, and its implementations such as the Baade-Wesselink method and the infrared surface brightness technique, is an elegant method to determine distances of pulsating stars in a quasi-geometrical way. However, these classical implementations in general only use a subset of the available observational data.

Aims. [Freedman and Madore \(2010\)](#) suggested a more physical approach in the implementation of the parallax of pulsation in order to treat all available data. We present a global and model-based parallax-of-pulsation method that enables including any type of observational data in a consistent model fit, the Spectro-Photo-Interferometric modeling of Pulsating Stars (SPIPS).

Methods. We implemented a simple model consisting of a pulsating sphere with a varying effective temperature and a combination of atmospheric model grids to globally fit radial velocities, spectroscopic data, and interferometric angular diameters. We also parametrized (and adjusted) the reddening and the contribution of the circumstellar envelopes in the near-infrared photometric and interferometric measurements.

Results. We show the successful application of the method to two stars : δ Cep and η Aql. The agreement of all data fitted by a single model confirms the validity of the method. Derived parameters are compatible with published values, but with a higher level of confidence.

Conclusions. The SPIPS algorithm combines all the available observables (radial velocimetry, interferometry, and photometry) to estimate the physical parameters of the

star (ratio distance/ p -factor, T_{eff} , presence of infrared excess, color excess, etc). The statistical precision is improved (compared to other methods) thanks to the large number of data taken into account, the accuracy is improved by using consistent physical modeling and the reliability of the derived parameters is strengthened thanks to the redundancy in the data.

Contribution : Mon application de SPIPS sur un grand nombre de Céphéide a permis, au cours de mes trois ans de thèse, de soulever certains points à améliorer dans le code.

- [Gallenne et al. \(2015b\)](#)

Titre : Robust high-contrast companion detection from interferometric observations. The CANDID algorithm and an application to six binary Cepheids.

Auteurs : A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, J. D. Monnier, G. H. Schaefer, F. Baron, J. Breitsfelder, J. B. Le Bouquin, R. M. Roettenbacher, W. Gieren, G. Pietrzynski, H. McAlister, T. ten Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, S. Ridgway, S. Kraus

Abstract : Long-baseline interferometry is an important technique to spatially resolve binary or multiple systems in close orbits. By combining several telescopes together and spectrally dispersing the light, it is possible to detect faint components around bright stars. Aims. We provide a rigorous and detailed method to search for high-contrast companions around stars, determine the detection level, and estimate the dynamic range from interferometric observations. We developed the code CANDID (*Companion Analysis and Non-Detection in Interferometric Data*), a set of Python tools that allows us to search systematically for point-source, high-contrast companions and estimate the detection limit. The search procedure is made on a $N \times N$ grid of fit, whose minimum needed resolution is estimated *a posteriori*. It includes a tool to estimate the detection level of the companion in the number of sigmas. The code CANDID also incorporates a robust method to set a 3σ detection limit on the flux ratio, which is based on an analytical injection of a fake companion at each point in the grid. We used CANDID to search for the companions around the binary Cepheids V1334 Cyg, AX Cir, RT Aur, AW Per, SU Cas, and T Vul. First, we showed that our previous discoveries of the components orbiting V1334 Cyg and AX Cir were detected at > 13 sigmas. The companion around AW Per is detected at more than 15 sigmas with a flux ratio of $f = 1.22 \pm 0.30$ %. We made a possible detection of the companion orbiting RT Aur with $f = 0.22 \pm 0.11$ %. It was detected at 3.8σ using the closure phases only, and so more observations are needed to confirm the detection. We also set the detection limit for possible undetected companions. We found that there is no companion with a spectral type earlier than B7V, A5V, F0V, B9V, A0V, and B9V orbiting V1334 Cyg, AX Cir, RT Aur, AW Per, SU Cas, and T Vul, respectively.

Contribution : J'ai participé à certaines des observations PIONIER de AX Cir, mais n'ai pas eu d'autre contribution majeur à ce papier.

- [Paumard et al. \(2014\)](#)

Titre : GCIRS 7, a pulsating M1 supergiant at the Galactic centre. Physical properties and age

Auteurs : T. Paumard, O. Pfuhl, F. Martins, P. Kervella, T. Ott, J.-U. Pott, J.B. Le Bouquin, J. Breitsfelder, S. Gillessen, G. Perrin, L. Burtscher, X. Haubois, W. Brandner

Abstract : The stellar population in the central parsec of the Galaxy is dominated by an old (several Gyr) population, but young, massive stars dominate the luminosity function. We have studied the most luminous of these stars, GCIRS 7, in order to constrain the age of the recent star formation event in the Galactic Centre and to characterize it as an interferometric reference for observations of the Galactic Centre with the instrument GRAVITY, which will equip the Very Large Telescope Interferometer in the near future. We present the first H-band interferometric observations of GCIRS 7, obtained using the PIONIER visitor instrument on the VLTI using the four 8.2-m unit telescopes. In addition, we present unpublished K-band VLTI/AMBER data, build JHKL light-curves based on data spanning 4 decades, and measured the star's effective temperature using SINFONI spectroscopy. GCIRS 7 is marginally resolved at H-band (in 2013 : uniform-disk diameter= 1.076 ± 0.093 mas, $R = 960 \pm 92 R_{\odot}$ at 8.33 ± 0.35 kpc). We detect a significant circumstellar contribution at K-band. The star and its environment are variable in brightness and in size. The photospheric H-band variations are well modeled with two periods : $P_0 \sim 470 \pm 10$ days (amplitude ~ 0.64 mag) and long secondary period $P_{LSP} \sim 2700-2850$ days (~ 1.1 mag). As measured from CO equivalent width, $\langle T_{\text{eff}} \rangle = 3600 \pm 195$ K. The size, periods, luminosity ($\langle M_{\text{bol}} \rangle = -8.44 \pm 0.22$) and effective temperature are consistent with an M1 supergiant with an initial mass of $22.5 \pm 2.5 M_{\odot}$ and an age of 6.5-10 Myr (depending on rotation). This age is in remarkable agreement with most estimates for the recent star formation event in the central parsec. Caution should be taken when using this star as an interferometric reference as it is variable in size, is surrounded by a variable circumstellar environment and large convection cells may form on its photosphere.

Contribution : J'ai eu la chance de participer aux observations PIONIER de GCIRS 7 avec les 4 UTs du VLTI, ce qui fut une expérience très intéressante. En effet, obtenir des franges en observant une source aussi faible n'est pas tout à fait comparable à ce dont j'avais l'habitude avec les Céphéides. L'auteur du papier n'étant pas familier avec les observations interférométriques, j'ai notamment aidé à réaliser les OBs, choisir la configuration de PIONIER et donné des conseils sur la stratégie observationnelle, la réduction des données et l'usage des outils du JMMC.

- [Kervella et al. \(2014a\)](#)

Titre : The long-period Galactic Cepheid RS Puppis - III. A geometric distance from *HST* polarimetric imaging of its light echoes

Auteurs : P. Kervella, H. E. Bond, M. Cracraft, L. Szabados, J. Breitsfelder, A. Mérand, W. B. Sparks, A. Gallenne, D. Bersier, P. Fouqué, R. I. Anderson

Abstract : As one of the most luminous Cepheids in the Milky Way, the 41.5-day RS Puppis is an analog of the long-period Cepheids used to measure extragalactic

distances. An accurate distance to this star would therefore help anchor the zero-point of the bright end of the period-luminosity relation. But, at a distance of about 2 kpc, RS Pup is too far away for measuring a direct trigonometric parallax with a precision of a few percent with existing instrumentation. RS Pup is unique in being surrounded by a reflection nebula, whose brightness varies as pulses of light from the Cepheid propagate outwards. We present new polarimetric imaging of the nebula obtained with *HST/ACS*. The derived map of the degree of linear polarization p_L allows us to reconstruct the three-dimensional structure of the dust distribution. To retrieve the scattering angle from the p_L value, we consider two different polarization models, one based on a Milky Way dust mixture and one assuming Rayleigh scattering. Considering the derived dust distribution in the nebula, we adjust a model of the phase lag of the photometric variations over selected nebular features to retrieve the distance of RS Pup. We obtain a distance of 1910 ± 80 pc (4.2%), corresponding to a parallax of 0.524 ± 0.022 mas. The agreement between the two polarization models we considered is good, but the final uncertainty is dominated by systematics in the adopted model parameters. The distance we obtain is consistent with existing measurements from the literature, but light echoes provide a distance estimate that is not subject to the same systematic uncertainties as other estimators (e.g. the Baade-Wesselink technique). RS Pup therefore provides an important fiducial for the calibration of systematic uncertainties of the long-period Cepheid distance scale.

Contribution : Grâce au code SPIPS, j'ai calculé la courbe de lumière synthétique de RS Pup dans le filtre F606W du *HST*.

- [Gallenne et al. \(2014c\)](#)

Titre : Multiplicity of Galactic Cepheids from long-baseline interferometry. II. The Companion of AX Circini revealed with VLTI/PIONIER

Auteurs : A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, J. Breitsfelder, J.-B. Le Bouquin, J. D. Monnier, W. Gieren, B. Pilecki, G. Pietrzyński

Abstract : *Aims :* We aim at detecting and characterizing the main-sequence companion of the Cepheid AX Cir ($P_{\text{orb}} \sim 18$ yrs). The long-term objective is to estimate the mass of both components and the distance to the system.

Methods : We used the PIONIER combiner at the VLT Interferometer to obtain the first interferometric measurements of the short-period Cepheid AX Cir and its orbiting component.

Results : The companion is resolved by PIONIER at a projected separation $\rho = 29.2 \pm 0.2$ mas and projection angle $PA = 167.6 \pm 0.3^\circ$. We measured *H*-band flux ratios between the companion and the Cepheid of 0.90 ± 0.10 % and 0.75 ± 0.17 %, respectively at a pulsation phase for the Cepheid $\phi = 0.24$ and 0.48 . The lower contrast at $\phi = 0.48$ is due to increased brightness of the Cepheid compared to the $\phi = 0.24$. This gives an average apparent magnitude $m_H(\text{comp}) = 9.06 \pm 0.24$ mag. The limb-darkened angular diameter of the Cepheid at the two pulsation phases was measured to be $\theta_{\text{LD}} = 0.839 \pm 0.023$ mas and $\theta_{\text{LD}} = 0.742 \pm 0.020$ mas, respectively at $\phi = 0.24$ and 0.48 . A lower limit

on the total mass of the system was also derived based on our measured separation, we found $M_T \geq 9.7 \pm 0.6 M_\odot$.

Contribution : J'ai participé aux observations PIONIER de AX Cir.

- [Gallenne et al. \(2013a\)](#)

Titre : Extended envelopes around Galactic Cepheids. IV. T Monocerotis and X Saggiarii from mid-infrared interferometry with VLTI/MIDI

Auteurs : A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, O. Chesneau, J. Breifelder, W. Gieren

Abstract : *Aims.* We study the close environment of nearby Cepheids using high spatial resolution observations in the mid-infrared with the VLTI/MIDI instrument, a two-beam interferometric recombiner.

Methods. We obtained spectra and visibilities for the classical Cepheids X Sgr and T Mon. We fitted the MIDI measurements, supplemented by *B*, *V*, *J*, *H*, *K* literature photometry, with the numerical transfer code DUSTY to determine the dust shell parameters. We used a typical dust composition for circumstellar environments.

Results. We detect an extended dusty environment in the spectra and visibilities for both stars, although T Mon might suffer from thermal background contamination. We attribute this to the presence of a circumstellar envelope (CSE) surrounding the Cepheids. This is optically thin for X Sgr ($\tau_{0.55\mu\text{m}} = 0.008$), while it appears to be thicker for T Mon ($\tau_{0.55\mu\text{m}} = 0.15$). They are located at about 15-20 stellar radii. Following our previous work, we derived a likely period-excess relation in the VISIR PAH1 filter, $f_{8.6\mu\text{m}}[\%] = 0.81(\pm 0.04)P[\text{day}]$. We argue that the impact of CSEs on the mid-IR period-luminosity (P-L) relation cannot be negligible because they can bias the Cepheid brightness by up to about 30%. For the *K*-band P-L relation, the CSE contribution seems to be lower ($< 5\%$), but the sample needs to be enlarged to firmly conclude that the impact of the CSEs is negligible in this band.

Contribution : J'ai fait tourner le code SPIPS sur les étoiles T Mon et X Sgr. En particulier, cela m'a permis de calculer la phase des observations MIDI.

A.3 Compte-rendus de conférences

- [Breifelder et al. \(2014\)](#)

Titre : The IPoP method to measure Cepheid distances

Auteurs : J. Breifelder, A. Mérand, P. Kervella, & A. Gallenne

Abstract : Cepheids are one of the most famous standard candles used to calibrate the Galactic distance scale. However, it is fundamental to develop and test independent tools to measure their distances, in order to reach a better calibration of their period-luminosity (P-L) relationship. We present here the first results obtained with the Integrated Parallax of Pulsation (IPoP) method, an extension of the classical Baade-Wesselink method that derives the distance by making a global ajustement of all

the available data. With this method we aim at reaching a 2% accuracy on distance measurements.

Cepheid masses are also an essential key for our comprehension of those objects. We briefly present an original approach to derive observational constraint on Cepheid masses. Unfortunately, it does not lead to promising results.

Bibliographie

- R. I. Anderson. Tuning in on Cepheids : Radial velocity amplitude modulations. A source of systematic uncertainty for Baade-Wesselink distances. *A&A*, 566 :L10, June 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423850.
- S. M. Andrievsky, R. E. Luck, and V. V. Kovtyukh. Phase-dependent Variation of the Fundamental Parameters of Cepheids. III. Periods between 3 and 6 Days. *AJ*, 130 :1880–1889, October 2005. doi : 10.1086/444541.
- W. Baade. Über eine Möglichkeit, die Pulsationstheorie der δ Cephei-Veränderlichen zu prüfen. *Astronomische Nachrichten*, 228 :359, October 1926.
- W. Baade. The Period-Luminosity Relation of the Cepheids. *PASP*, 68 :5, February 1956. doi : 10.1086/126870.
- Z. Balog, J. Vinko, and G. Kaszas. Baade-Wesselink Radius Determination of Type II Cepheids. *AJ*, 113 :1833, May 1997. doi : 10.1086/118394.
- T. G. Barnes. The Cepheid Distance Scale : Recent Progress in Fundamental Techniques. In J. A. Guzik and P. A. Bradley, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 3–12, September 2009. doi : 10.1063/1.3246527.
- T. G. Barnes, III, J. A. Fernley, M. L. Frueh, J. G. Navas, T. J. Moffett, and I. Skillen. BVRIJHK Photometry of Cepheid Variables. *PASP*, 109 :645–658, June 1997. doi : 10.1086/133927.
- T. G. Barnes, III, E. J. Jeffery, T. J. Montemayor, and I. Skillen. Radial Velocities of Galactic Cepheids. *ApJS*, 156 :227–235, February 2005. doi : 10.1086/426588.
- G. F. Benedict, B. E. McArthur, L. W. Fredrick, T. E. Harrison, C. L. Slesnick, J. Rhee, R. J. Patterson, M. F. Skrutskie, O. G. Franz, L. H. Wasserman, W. H. Jefferys, E. Nelan, W. van Altena, P. J. Shelus, P. D. Hemenway, R. L. Duncombe, D. Story, A. L. Whipple, and A. J. Bradley. Astrometry with the Hubble Space Telescope : A Parallax of the Fundamental Distance Calibrator δ Cephei. *AJ*, 124 :1695–1705, September 2002. doi : 10.1086/342014.

- G. F. Benedict, B. E. McArthur, M. W. Feast, T. G. Barnes, T. E. Harrison, R. J. Patterson, J. W. Menzies, J. L. Bean, and W. L. Freedman. Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Parallaxes of Galactic Cepheid Variable Stars : Period-Luminosity Relations. *AJ*, 133 :1810–1827, April 2007. doi : 10.1086/511980.
- G. F. Benedict, B. E. McArthur, M. W. Feast, T. G. Barnes, T. E. Harrison, J. L. Bean, J. W. Menzies, B. Chaboyer, L. Fossati, N. Nesvacil, H. A. Smith, K. Kolenberg, C. D. Laney, O. Kochukhov, E. P. Nelan, D. V. Shulyak, D. Taylor, and W. L. Freedman. Distance Scale Zero Points from Galactic RR Lyrae Star Parallaxes. *AJ*, 142 :187, December 2011. doi : 10.1088/0004-6256/142/6/187.
- L. N. Berdnikov. Photoelectric observations of Cepheids in UBVR(I)c (Berdnikov, 2008). *VizieR Online Data Catalog*, 2285 :0, April 2008.
- L. N. Berdnikov and I. R. Stevens. Search for random fluctuations in periods of Cepheids. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7651 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, December 2009. doi : 10.1117/12.855577.
- L. N. Berdnikov, A. A. Henden, D. G. Turner, and E. N. Pastukhova. Search for evolutionary changes in Cepheid periods using the Harvard plate collection : RS Puppis. *Astronomy Letters*, 35 :406–412, June 2009. doi : 10.1134/S1063773709060061.
- D. Bersier. Fundamental Parameters of Cepheids. V. Additional Photometry and Radial Velocity Data for Southern Cepheids. *ApJS*, 140 :465–468, June 2002. doi : 10.1086/342487.
- D. Bersier, G. Burki, and M. Burnet. Fundamental parameters of Cepheids. I. Photometric data in the Geneva system. *A&AS*, 108 :9–24, November 1994a.
- D. Bersier, G. Burki, M. Mayor, and A. Duquenois. Fundamental parameters of Cepheids. II. Radial velocity data. *A&AS*, 108 :25–39, November 1994b.
- M. S. Bessell. The Hipparcos and Tycho Photometric System Passbands. *PASP*, 112 : 961–965, July 2000. doi : 10.1086/316598.
- D. Bonneau, J.-M. Clausse, X. Delfosse, D. Mourard, S. Cetre, A. Chelli, P. Cruzalèbes, G. Duvert, and G. Zins. SearchCal : a virtual observatory tool for searching calibrators in optical long baseline interferometry. I. The bright object case. *A&A*, 456 :789–789, September 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054469.
- D. Bonneau, X. Delfosse, D. Mourard, S. Lafrasse, G. Mella, S. Cetre, J.-M. Clausse, and G. Zins. SearchCal : a Virtual Observatory tool for searching calibrators in optical long-baseline interferometry. II. The faint-object case. *A&A*, 535 :A53, November 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201015124.
- G. Bono, W. P. Gieren, M. Marconi, P. Fouqué, and F. Caputo. Improving the Mass Determination of Galactic Cepheids. *ApJ*, 563 :319–324, December 2001. doi : 10.1086/323834.

- J. Breitsfelder, A. Mérand, P. Kervella, and A. Gallenne. The IPoP method to measure Cepheid distances. In J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, and A. Pigulski, editors, *IAU Symposium*, volume 301 of *IAU Symposium*, pages 389–390, February 2014. doi : 10.1017/S1743921313014695.
- J. Breitsfelder, P. Kervella, A. Mérand, A. Gallenne, L. Szabados, R. I. Anderson, M. Willson, and J.-B. Le Bouquin. Observational calibration of the projection factor of Cepheids. I. The type II Cepheid κ Pavonis. *A&A*, 576 :A64, April 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201425171.
- B. S. Carter. Southern JHKL standards. *MNRAS*, 242 :1–5, January 1990.
- L. Casagrande and D. A. Vandenberg. Synthetic stellar photometry - I. General considerations and new transformations for broad-band systems. *MNRAS*, 444 :392–419, October 2014. doi : 10.1093/mnras/stu1476.
- A. Chiavassa, L. Bigot, F. Thévenin, R. Collet, G. Jasiewicz, Z. Magic, and M. Asplund. 3-D hydrodynamical model atmospheres : a tool to correct radial velocities and parallaxes for Gaia. *Journal of Physics Conference Series*, 328(1) :012012, December 2011. doi : 10.1088/1742-6596/328/1/012012.
- A. Claret. A new non-linear limb-darkening law for LTE stellar atmosphere models. Calculations for $-5.0 = \log[M/H] = +1$, $2000 \text{ K} = T_{eff} = 50000 \text{ K}$ at several surface gravities. *A&A*, 363 :1081–1190, November 2000.
- I. M. Coulson and J. A. R. Caldwell. Photometry and radial velocities of 27 southern galactic Cepheids. *South African Astronomical Observatory Circular*, 9 :5–54, 1985.
- J. F. Dean, A. W. J. Cousins, R. A. Bywater, and P. R. Warren. VBI photometry of some southern cepheid and RR Lyrae variables. *MmRAS*, 83 :69–93, 1977.
- G. P. Di Benedetto. On the Absolute Calibration of the Cepheid Distance Scale Using Hipparcos Parallaxes. *AJ*, 124 :1213–1220, August 2002. doi : 10.1086/341644.
- A. Domiciano de Souza, P. Kervella, S. Jankov, L. Abe, F. Vakili, E. di Folco, and F. Paresce. The spinning-top Be star Achernar from VLTI-VINCI. *A&A*, 407 :L47–L50, August 2003. doi : 10.1051/0004-6361:20030786.
- C. Doppler and F. J. Studnica. *Ueber das farbige licht der doppelsterne und einiger anderer gestirne des himmels*. 1903.
- A. J. Drake, M. Catelan, S. G. Djorgovski, G. Torrealba, M. J. Graham, V. Belokurov, S. E. Koposov, A. Mahabal, J. L. Prieto, C. Donalek, R. Williams, S. Larson, E. Christensen, and E. Beshore. Probing the Outer Galactic Halo with RR Lyrae from the Catalina Surveys. *ApJ*, 763 :32, January 2013. doi : 10.1088/0004-637X/763/1/32.
- A. S. Eddington and S. Plakidis. Irregularities of period of long-period variable stars. *MNRAS*, 90 :65–71, November 1929.

- A. Einstein. Die Feldgleichungen der Gravitation. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 844-847., pages 844–847, 1915.
- S. G. Engle. The Secret Lives of Cepheids : A Multi-Wavelength Study of the Atmospheres and Real-Time Evolution of Classical Cepheids. *ArXiv e-prints*, April 2015.
- ESA, editor. *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*, volume 1200 of *ESA Special Publication*, 1997.
- N. R. Evans. Classical Cepheid luminosities from binary companions. *ApJ*, 372 :597–609, May 1991. doi : 10.1086/170004.
- N. R. Evans. The luminosity of the classical Cepheid T VUL. *AJ*, 104 :216–219, July 1992a. doi : 10.1086/116232.
- N. R. Evans. A magnitude-limited survey of Cepheid companions in the ultraviolet. *ApJ*, 384 :220–233, January 1992b. doi : 10.1086/170865.
- N. R. Evans. Classical Cepheids with terminal age main-sequence companions : Constraints on evolution. *ApJ*, 436 :273–285, November 1994. doi : 10.1086/174902.
- N. R. Evans. The mass ratios of Cepheid binaries. *ApJ*, 445 :393–405, May 1995. doi : 10.1086/175704.
- N. R. Evans, D. L. Welch, C. D. Scarfe, and T. J. Teays. The orbit and companions of the classical Cepheid FF AQL. *AJ*, 99 :1598–1611, May 1990. doi : 10.1086/115442.
- N. R. Evans, G. H. Schaefer, H. E. Bond, G. Bono, M. Karovska, E. Nelan, D. Sasselov, and B. D. Mason. Direct Detection of the Close Companion of Polaris with the Hubble Space Telescope. *AJ*, 136 :1137–1146, September 2008. doi : 10.1088/0004-6256/136/3/1137.
- N. R. Evans, R. Szabó, A. Derekas, L. Szabados, C. Cameron, J. M. Matthews, D. Sasselov, R. Kuschnig, J. F. Rowe, D. B. Guenther, A. F. J. Moffat, S. M. Rucinski, and W. W. Weiss. Observations of Cepheids with the MOST satellite : contrast between pulsation modes. *MNRAS*, 446 :4008–4018, February 2015. doi : 10.1093/mnras/stu2371.
- Y. A. Fadeyev. Theoretical rates of pulsation period change in the Galactic Cepheids. *Astronomy Letters*, 40 :301–307, May 2014. doi : 10.1134/S1063773714050028.
- M. W. Feast, C. D. Laney, T. D. Kinman, F. van Leeuwen, and P. A. Whitelock. The luminosities and distance scales of type II Cepheid and RR Lyrae variables. *MNRAS*, 386 :2115–2134, June 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13181.x.
- J. D. Fernie. The Period-Luminosity Relation : A Historical Review. *PASP*, 81 :707, December 1969. doi : 10.1086/128847.

- E. L. Fitzpatrick. Correcting for the Effects of Interstellar Extinction. *PASP*, 111 :63–75, January 1999. doi : 10.1086/316293.
- P. J. Flower. Transformations from Theoretical Hertzsprung-Russell Diagrams to Color-Magnitude Diagrams : Effective Temperatures, B-V Colors, and Bolometric Corrections. *ApJ*, 469 :355, September 1996. doi : 10.1086/177785.
- P. Fouque and W. P. Gieren. An improved calibration of Cepheid visual and infrared surface brightness relations from accurate angular diameter measurements of cool giants and supergiants. *A&A*, 320 :799–810, April 1997.
- W. L. Freedman and B. F. Madore. The Hubble Constant. *ARA&A*, 48 :673–710, September 2010. doi : 10.1146/annurev-astro-082708-101829.
- W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, R. C. Kennicutt, Jr., H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri, and P. B. Stetson. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553 :47–72, May 2001. doi : 10.1086/320638.
- W. L. Freedman, B. F. Madore, V. Scowcroft, C. Burns, A. Monson, S. E. Persson, M. Seibert, and J. Rigby. Carnegie Hubble Program : A Mid-infrared Calibration of the Hubble Constant. *ApJ*, 758 :24, October 2012. doi : 10.1088/0004-637X/758/1/24.
- A. Gallenne, P. Kervella, and A. Mérand. Infrared excess and extended emission around Cepheids. In G. Alecian, K. Belkacem, R. Samadi, and D. Valls-Gabaud, editors, *SF2A-2011 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 479–484, December 2011.
- A. Gallenne, P. Kervella, and A. Mérand. Thermal infrared properties of classical and type II Cepheids. Diffraction limited 10 μm imaging with VLT/VISIR. *A&A*, 538 :A24, February 2012a. doi : 10.1051/0004-6361/201117307.
- A. Gallenne, P. Kervella, A. Mérand, H. McAlister, T. ten Brummelaar, V. Coudé du Foresto, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, C. Farrington, and P. J. Goldfinger. Mean angular diameters, distances, and pulsation modes of the classical Cepheids FF Aquilae and T Vulpeculae. CHARA/FLUOR near-infrared interferometric observations. *A&A*, 541 :A87, May 2012b. doi : 10.1051/0004-6361/201219102.
- A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, O. Chesneau, J. Breitfelder, and W. Gieren. Extended envelopes around Galactic Cepheids. IV. T Monocerotis and X Sagittarii from mid-infrared interferometry with VLTI/MIDI. *A&A*, 558 :A140, October 2013a. doi : 10.1051/0004-6361/201322257.
- A. Gallenne, J. D. Monnier, A. Mérand, P. Kervella, S. Kraus, G. H. Schaefer, W. Gieren, G. Pietrzyński, L. Szabados, X. Che, F. Baron, E. Pedretti, H. McAlister, T. ten

- Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, C. Farrington, and N. Vargas. Multiplicity of Galactic Cepheids from long-baseline interferometry. I. CHARA/MIRC detection of the companion of V1334 Cygni. *A&A*, 552 :A21, April 2013b. doi : 10.1051/0004-6361/201321091.
- A. Gallenne, P. Kervella, A. Mérand, N. R. Evans, J. H. V. Girard, W. Gieren, and G. Pietrzyński. Searching for visual companions of close Cepheids. VLT/NACO lucky imaging of Y Oph, FF Aql, X Sgr, W Sgr, and η Aql. *A&A*, 567 :A60, July 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201423872.
- A. Gallenne, P. Kervella, A. Mérand, J. D. Monnier, J. Breifelder, G. Pietrzyński, and W. Gieren. An interferometric view on binarity and circumstellar envelopes of Cepheids. In J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, and A. Pigulski, editors, *IAU Symposium*, volume 301 of *IAU Symposium*, pages 411–412, February 2014b. doi : 10.1017/S1743921313014804.
- A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, J. Breifelder, J.-B. Le Bouquin, J. D. Monnier, W. Gieren, B. Pilecki, and G. Pietrzyński. Multiplicity of Galactic Cepheids from long-baseline interferometry. II. The Companion of AX Circini revealed with VLTI/PIONIER. *A&A*, 561 :L3, January 2014c. doi : 10.1051/0004-6361/201322883.
- A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, J. D. Monnier, G. H. Schaefer, F. Baron, J. Breifelder, J. B. Le Bouquin, R. M. Roettenbacher, W. Gieren, G. Pietrzyński, H. McAlister, T. ten Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, S. Ridgway, and S. Kraus. Robust high-contrast companion detection from interferometric observations. The CANDID algorithm and an application to six binary Cepheids. *ArXiv e-prints*, May 2015a.
- A. Gallenne, A. Mérand, P. Kervella, J. D. Monnier, G. H. Schaefer, F. Baron, J. Breifelder, J. B. Le Bouquin, R. M. Roettenbacher, W. Gieren, G. Pietrzyński, H. McAlister, T. ten Brummelaar, J. Sturmann, L. Sturmann, N. Turner, S. Ridgway, and S. Kraus. Robust high-contrast companion detection from interferometric observations. The CANDID algorithm and an application to six binary Cepheids. *A&A*, 579 :A68, July 2015b. doi : 10.1051/0004-6361/201525917.
- W. Gieren, B. Pilecki, G. Pietrzyński, D. Graczyk, I. B. Thompson, I. Soszyński, P. Konorski, R. Smolec, A. Udalski, N. Nardetto, G. Bono, P. G. Prada Moroni, J. Storm, and A. Gallenne. The Araucaria Project. OGLE-LMC-CEP-1718 : An Exotic Eclipsing Binary System Composed of Two Classical Overtone Cepheids in a 413 Day Orbit. *ApJ*, 786 :80, May 2014. doi : 10.1088/0004-637X/786/2/80.
- W. P. Gieren, P. Fouqué, and M. Gómez. Cepheid Period-Radius and Period-Luminosity Relations and the Distance to the Large Magellanic Cloud. *ApJ*, 496 :17–30, March 1998. doi : 10.1086/305374.
- N. A. Gorynya, N. N. Samus', M. E. Sachkov, A. S. Rastorguev, E. V. Glushkova, and S. V. Antipin. A catalog of Cepheid radial velocities measured in 1995-1998 with the correlation spectrometer. *Astronomy Letters*, 24 :815–818, November 1998.

- M. A. T. Groenewegen. Baade-Wesselink distances to Galactic and Magellanic Cloud Cepheids and the effect of metallicity. *A&A*, 550 :A70, February 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220446.
- P. H. Hauschildt, E. Baron, and F. Allard. Parallel Implementation of the PHOENIX Generalized Stellar Atmosphere Program. *ApJ*, 483 :390–398, July 1997.
- R. J. Havlen. The nebulosity surrounding the galactic cepheid RS Puppis. *A&A*, 16 :252–267, January 1972.
- E. Hertzsprung. Über die räumliche Verteilung der Veränderlichen vom δ Cephei-Typus. *Astronomische Nachrichten*, 196 :201, November 1913.
- E. Hubble. A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :168–173, March 1929. doi : 10.1073/pnas.15.3.168.
- E. P. Hubble. Cepheids in spiral nebulae. *The Observatory*, 48 :139–142, May 1925.
- T.-O. Husser, S. Wende-von Berg, S. Dreizler, D. Homeier, A. Reiners, T. Barman, and P. H. Hauschildt. A new extensive library of PHOENIX stellar atmospheres and synthetic spectra. *A&A*, 553 :A6, May 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201219058.
- D. J. Hutter. Recent Science Results from the Navy Prototype Optical Interferometer. In M. J. Creech-Eakman, J. A. Guzik, and R. E. Stencel, editors, *Resolving The Future Of Astronomy With Long-Baseline Interferometry*, volume 487 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 281, September 2014.
- T. S. Jacobsen. The radial velocity curve of the Cepheid variable [kappa] Pavonis. *Lick Observatory Bulletin*, 14 :60–61, 1929.
- M. A. Johnson, A. L. Betz, and C. H. Townes. 10-micron heterodyne stellar interferometer. *Physical Review Letters*, 33 :1617–1620, December 1974. doi : 10.1103/PhysRevLett.33.1617.
- I. Kant. *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*. 1755.
- P. Kervella, V. Coudé du Foresto, W. A. Traub, and M. G. Lacasse. Interferometric Observations of the Cepheid ζ Geminorum with FLUOR / IOTA. In S. Unwin and R. Stachnik, editors, *Working on the Fringe : Optical and IR Interferometry from Ground and Space*, volume 194 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 22, 1999.
- P. Kervella, D. Bersier, D. Mourard, N. Nardetto, P. Fouqué, and V. Coudé du Foresto. Cepheid distances from infrared long-baseline interferometry. III. Calibration of the surface brightness-color relations. *A&A*, 428 :587–593, December 2004a. doi : 10.1051/0004-6361:20041416.

- P. Kervella, N. Nardetto, D. Bersier, D. Mourard, and V. Coudé du Foresto. Cepheid distances from infrared long-baseline interferometry. I. VINCI/VLTI observations of seven Galactic Cepheids. *A&A*, 416 :941–953, March 2004b. doi : 10.1051/0004-6361:20031743.
- P. Kervella, F. Thévenin, E. Di Folco, and D. Ségransan. The angular sizes of dwarf stars and subgiants. Surface brightness relations calibrated by interferometry. *A&A*, 426 :297–307, October 2004c. doi : 10.1051/0004-6361:20035930.
- P. Kervella, A. Mérand, G. Perrin, and V. Coudé du Foresto. Extended envelopes around Galactic Cepheids. I. ℓ Carinae from near and mid-infrared interferometry with the VLTI. *A&A*, 448 :623–631, March 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20053603.
- P. Kervella, A. Mérand, L. Szabados, P. Fouqué, D. Bersier, E. Pompei, and G. Perrin. The long-period Galactic Cepheid RS Puppis. I. A geometric distance from its light echoes. *A&A*, 480 :167–178, March 2008. doi : 10.1051/0004-6361:20078961.
- P. Kervella, A. Mérand, and A. Gallenne. The circumstellar envelopes of the Cepheids ℓ Carinae and RS Puppis . Comparative study in the infrared with Spitzer, VLT/VISIR, and VLTI/MIDI. *A&A*, 498 :425–443, May 2009. doi : 10.1051/0004-6361/200811307.
- P. Kervella, A. Mérand, L. Szabados, W. B. Sparks, R. J. Havlen, H. E. Bond, E. Pompei, P. Fouqué, D. Bersier, and M. Cracraft. The long-period Galactic Cepheid RS Puppis. II. 3D structure and mass of the nebula from VLT/FORS polarimetry. *A&A*, 541 :A18, May 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201117674.
- P. Kervella, H. E. Bond, M. Cracraft, L. Szabados, J. Breifelder, A. Mérand, W. B. Sparks, A. Gallenne, D. Bersier, P. Fouqué, and R. I. Anderson. The long-period Galactic Cepheid RS Puppis. III. A geometric distance from HST polarimetric imaging of its light echoes. *A&A*, 572 :A7, December 2014a. doi : 10.1051/0004-6361/201424395.
- P. Kervella, H. E. Bond, M. Cracraft, L. Szabados, J. Breifelder, A. Mérand, W. B. Sparks, A. Gallenne, D. Bersier, P. Fouqué, and R. I. Anderson. The long-period Galactic Cepheid RS Puppis - III. A geometric distance from HST polarimetric imaging of its light echoes. *ArXiv e-prints*, August 2014b.
- Rudolf Kippenhahn, Alfred Weigert, and Achim Weiss. *Stellar Structure and Evolution (Astronomy and Astrophysics Library)*. Springer, 2nd ed. 2012 edition, 10 2012. ISBN 9783642302558. URL <http://amazon.com/o/ASIN/3642302556/>.
- L. L. Kiss. A photometric and spectroscopic study of the brightest northern Cepheids - I. Observations. *MNRAS*, 297 :825–838, July 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01559.x.
- V. V. Kovtyukh, C. Soubiran, R. E. Luck, D. G. Turner, S. I. Belik, S. M. Andrievsky, and F. A. Chekhonadskikh. Reddenings of FGK supergiants and classical Cepheids from spectroscopic data. *MNRAS*, 389 :1336–1344, September 2008. doi : 10.1111/j.1365-2966.2008.13644.x.

- R. L. Kurucz. Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars. *ApJS*, 40 :1–340, May 1979. doi : 10.1086/190589.
- A. Labeyrie. Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes. *ApJ*, 196 : L71–L75, March 1975. doi : 10.1086/181747.
- S. Lafrasse, G. Mella, D. Bonneau, G. Duvert, X. Delfosse, and A. Chelli. VizieR Online Data Catalog : JMMC Stellar Diameters Catalogue - JSDC (Lafrasse+, 2010). *VizieR Online Data Catalog*, 2300 :0, June 2010.
- B. F. Lane, M. J. Kuchner, A. F. Boden, M. Creech-Eakman, and S. R. Kulkarni. Direct detection of pulsations of the Cepheid star ζ Gem and an independent calibration of the period-luminosity relation. *Nature*, 407 :485–487, September 2000. doi : 10.1038/407485a.
- B. F. Lane, M. J. Creech-Eakman, and T. E. Nordgren. Long-Baseline Interferometric Observations of Cepheids. *ApJ*, 573 :330–337, July 2002. doi : 10.1086/340558.
- C. D. Laney and R. S. Stobie. JHKL observations of galactic Cepheids. *A&AS*, 93 :93–120, April 1992.
- J.-B. Le Bouquin, J.-P. Berger, B. Lazareff, G. Zins, P. Haguenaue, L. Jocou, P. Kern, R. Millan-Gabet, W. Traub, O. Absil, J.-C. Augereau, M. Benisty, N. Blind, X. Bonfils, P. Bourget, A. Delboulbe, P. Feautrier, M. Germain, P. Gitton, D. Gillier, M. Kiekebusch, J. Kluska, J. Knudstrup, P. Labeye, J.-L. Lizon, J.-L. Monin, Y. Magnard, F. Malbet, D. Maurel, F. Ménard, M. Micallef, L. Michaud, G. Montagnier, S. Morel, T. Moulin, K. Perraut, D. Popovic, P. Rabou, S. Rochat, C. Rojas, F. Roussel, A. Roux, E. Stadler, S. Stefl, E. Tatulli, and N. Ventura. PIONIER : a 4-telescope visitor instrument at VLTI. *A&A*, 535 :A67, November 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201117586.
- H. S. Leavitt. 1777 variables in the Magellanic Clouds. *Annals of Harvard College Observatory*, 60 :87–108, 1908.
- H. S. Leavitt and E. C. Pickering. Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. *Harvard College Observatory Circular*, 173 :1–3, March 1912.
- G. Lemaître. Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47 :49–59, 1927.
- G. Lemaître. Expansion of the universe, A homogeneous universe of constant mass and increasing radius accounting for the radial velocity of extra-galactic nebulae. *MNRAS*, 91 : 483–490, March 1931.
- G. Li Causi, S. Antonucci, G. Bono, S. Pedicelli, D. Lorenzetti, T. Giannini, and B. Nisini. On the binarity of the classical Cepheid X Sagittarii from interferometric observations. *A&A*, 549 :A64, January 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220207.

- F. A. Lindemann. Note on the pulsation theory of Cepheid variables. *MNRAS*, 78 :639, June 1918.
- M. Livio. Lost in translation : Mystery of the missing text solved. *Nature*, 479 :171–173, November 2011. doi : 10.1038/479171a.
- T. Lloyd Evans. Infrared Photometry of Classical Cepheids. *South African Astronomical Observatory Circular*, 1 :163, 1980.
- A. J. Longmore, J. A. Fernley, and R. F. Jameson. RR Lyrae stars in globular clusters - Better distances from infrared measurements? *MNRAS*, 220 :279–287, May 1986.
- R. E. Luck and H. E. Bond. S-process deficiencies in low-mass supergiant variables. *ApJ*, 342 :476–488, July 1989. doi : 10.1086/167607.
- R. E. Luck, S. M. Andrievsky, A. Fokin, and V. V. Kovtyukh. Phase-Dependent Variation of the Fundamental Parameters of Cepheids. Iv. s-CEPHEIDS. *AJ*, 136 :98–110, July 2008. doi : 10.1088/0004-6256/136/1/98.
- B. F. Madore. Photoelectric UBV photometry of Cepheids in the Magellanic Clouds and in the southern Milky Way. *ApJS*, 29 :219–284, June 1975. doi : 10.1086/190342.
- B. F. Madore and W. L. Freedman. Multi-wavelength Characteristics of Period-Luminosity Relations. *ApJ*, 744 :132, January 2012. doi : 10.1088/0004-637X/744/2/132.
- D. Majaess, D. Turner, W. Gieren, D. Balam, and D. Lane. Discovery of the Host Cluster for the Fundamental Cepheid Calibrator Zeta Geminorum. *ApJ*, 748 :L9, March 2012. doi : 10.1088/2041-8205/748/1/L9.
- A. W. Mann and K. von Braun. Revised Filter Profiles and Zero Points for Broadband Photometry. *PASP*, 127 :102–125, February 2015. doi : 10.1086/680012.
- P. Mathias, D. Gillet, A. B. Fokin, N. Nardetto, P. Kervella, and D. Mourard. Multiple shock waves in the atmosphere of the Cepheid X Sagittarii? *A&A*, 457 :575–579, October 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20065299.
- N. Matsunaga, M. W. Feast, and J. W. Menzies. Period-luminosity relations for type II Cepheids and their application. *MNRAS*, 397 :933–942, August 2009. doi : 10.1111/j.1365-2966.2009.14992.x.
- A. Mérand, P. Bordé, and V. Coudé du Foresto. A catalog of bright calibrator stars for 200-m baseline near-infrared stellar interferometry. *A&A*, 433 :1155–1162, April 2005a. doi : 10.1051/0004-6361:20041323.
- A. Mérand, P. Kervella, V. Coudé du Foresto, S. T. Ridgway, J. P. Aufdenberg, T. A. ten Brummelaar, D. H. Berger, J. Sturmann, L. Sturmann, N. H. Turner, and H. A. McAlister. The projection factor of δ Cephei. A calibration of the Baade-Wesselink method using the CHARA Array. *A&A*, 438 :L9–L12, July 2005b. doi : 10.1051/0004-6361:200500139.

- A. Mérand, P. Kervella, V. Coudé du Foresto, G. Perrin, S. T. Ridgway, J. P. Aufdenberg, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, L. Sturmann, J. Sturmann, N. H. Turner, and D. H. Berger. Extended envelopes around Galactic Cepheids. II. Polaris and δ Cephei from near-infrared interferometry with CHARA/FLUOR. *A&A*, 453 :155–162, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054466.
- A. Mérand, J. P. Aufdenberg, P. Kervella, V. C. d. Foresto, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, L. Sturmann, J. Sturmann, and N. H. Turner. Extended Envelopes around Galactic Cepheids. III. Y Ophiuchi and α Persei from Near-Infrared Interferometry with CHARA/FLUOR. *ApJ*, 664 :1093–1101, August 2007. doi : 10.1086/518597.
- A. Mérand, P. Kervella, J. Breitsfelder, A. Gallenne, V. Coude du Foresto, T. A. ten Brummelaar, H. A. McAlister, S. Ridgway, L. Sturmann, J. Sturmann, and N. H. Turner. Cepheid distances from the SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS) - Application to the prototypes delta Cep and eta Aql. *ArXiv e-prints*, October 2015.
- C. Messier. Catalogue des Nébuleuses et des amas d'Étoiles (Catalog of Nebulae and Star Clusters). Technical report, 1781.
- R. Meyer. T Vulpeculae : Maximum Times Covering 120 Years Show a Slight, Continuous Period Decrease. *Open European Journal on Variable Stars*, 46 :1, August 2006.
- A. A. Michelson and F. G. Pease. Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. *ApJ*, 53 :249–259, May 1921. doi : 10.1086/142603.
- T. J. Moffett and T. G. Barnes, III. Observational studies of Cepheids. II - BVRI photometry of 112 Cepheids. *ApJS*, 55 :389–432, July 1984. doi : 10.1086/190960.
- R. Molinaro, V. Ripepi, M. Marconi, G. Bono, J. Lub, S. Pedicelli, and J. W. Pel. A new determination of the Period-Radius relation for Classical Galactic Cepheids. . *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 19 :205, 2012.
- A. J. Monson and M. J. Pierce. Near-infrared (JHK) Photometry of 131 Northern Galactic Classical Cepheids. *ApJS*, 193 :12, March 2011. doi : 10.1088/0067-0049/193/1/12.
- M. Montargès, P. Kervella, G. Perrin, K. Ohnaka, A. Chiavassa, S. T. Ridgway, and S. Lacour. Properties of the CO and H₂O MOLsphere of the red supergiant Betelgeuse from VLTI/AMBER observations. *A&A*, 572 :A17, December 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423538.
- N. Nardetto, D. Mourard, P. Kervella, P. Mathias, A. Mérand, and D. Bersier. High resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. I. Line asymmetry. *A&A*, 453 :309–319, July 2006. doi : 10.1051/0004-6361:20054333.
- N. Nardetto, D. Mourard, P. Mathias, A. Fokin, and D. Gillet. High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. II. A period-projection factor relation. *A&A*, 471 : 661–669, August 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20066853.

- N. Nardetto, W. Gieren, P. Kervella, P. Fouqué, J. Storm, G. Pietrzynski, D. Mourard, and D. Queloz. High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. V. Impact of the cross-correlation method on the p-factor and the γ -velocities. *A&A*, 502 :951–956, August 2009a. doi : 10.1051/0004-6361/200912333.
- N. Nardetto, W. Gieren, P. Kervella, P. Fouque, J. Storm, G. Pietrzynski, D. Mourard, and D. Queloz. VizieR Online Data Catalog : HARPS observations of nine galactic Cepheids (Nardetto+, 2009). *VizieR Online Data Catalog*, 350 :20951, July 2009b.
- H. Neilson, C.-C. Ngeow, S. Kanbur, and J. B. Lester. The Connection Between Pulsation, Mass Loss and Circumstellar Shells in Classical Cepheids. In J. A. Guzik and P. A. Bradley, editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 141–145, September 2009. doi : 10.1063/1.3246427.
- H. R. Neilson and R. Ignace. Convection, granulation, and period jitter in classical Cepheids. *A&A*, 563 :L4, March 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423444.
- H. R. Neilson and J. B. Lester. Spherically-symmetric model stellar atmospheres and limb darkening. I. Limb-darkening laws, gravity-darkening coefficients and angular diameter corrections for red giant stars. *A&A*, 554 :A98, June 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201321502.
- H. R. Neilson, S. G. Engle, E. Guinan, N. Langer, R. P. Wasatonic, and D. B. Williams. The Period Change of the Cepheid Polaris Suggests Enhanced Mass Loss. *ApJ*, 745 :L32, February 2012a. doi : 10.1088/2041-8205/745/2/L32.
- H. R. Neilson, N. Nardetto, C.-C. Ngeow, P. Fouqué, and J. Storm. Cepheid limb darkening, angular diameter corrections, and projection factor from static spherical model stellar atmospheres. *A&A*, 541 :A134, May 2012b. doi : 10.1051/0004-6361/201118550.
- H. R. Neilson, F. R. N. Schneider, R. G. Izzard, N. R. Evans, and N. Langer. The occurrence of classical Cepheids in binary systems. *A&A*, 574 :A2, February 2015. doi : 10.1051/0004-6361/201424408.
- M. Nenkova, Ž. Ivezić, and M. Elitzur. DUSTY : a Publicly Available Code for Modeling Dust Emission. *Thermal Emission Spectroscopy and Analysis of Dust, Disks, and Regoliths*, 196 :77–82, March 2000.
- C.-C. Ngeow, H. R. Neilson, N. Nardetto, and M. Marengo. Calibrating the projection factor for Galactic Cepheids. *A&A*, 543 :A55, July 2012. doi : 10.1051/0004-6361/201218780.
- C.-C. Ngeow, W. Gieren, and C. Klein. Distance determination from the Cepheid and RR Lyrae period-luminosity relations. In J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, and A. Pigulski, editors, *IAU Symposium*, volume 301 of *IAU Symposium*, pages 123–128, February 2014. doi : 10.1017/S1743921313014208.

- T. Paumard, O. Pfuhl, F. Martins, P. Kervella, T. Ott, J.-U. Pott, J. B. Le Bouquin, J. Breitsfelder, S. Gillessen, G. Perrin, L. Burtscher, X. Haubois, and W. Brandner. <ASTROBJ>GCIRS 7</ASTROBJ>, a pulsating M1 supergiant at the Galactic centre . Physical properties and age. *A&A*, 568 :A85, August 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201423991.
- J. W. Pel. Five-channel photometry of cepheids and supergiants in the southern Milky Way. *A&AS*, 24 :413–471, April 1976.
- S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and T. S. C. Project. Measurements of Ω and Λ from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517 :565–586, June 1999. doi : 10.1086/307221.
- O. K. L. Petterson, P. L. Cottrell, M. D. Albrow, and A. Fokin. A spectroscopic study of bright southern Cepheids - a high-resolution view of Cepheid atmospheres. *MNRAS*, 362 : 1167–1182, October 2005. doi : 10.1111/j.1365-2966.2005.09332.x.
- G. Pietrzyński, I. B. Thompson, W. Gieren, D. Graczyk, G. Bono, A. Udalski, I. Soszyński, D. Minniti, and B. Pilecki. The dynamical mass of a classical Cepheid variable star in an eclipsing binary system. *Nature*, 468 :542–544, November 2010. doi : 10.1038/nature09598.
- G. Pietrzyński, I. B. Thompson, D. Graczyk, W. Gieren, B. Pilecki, A. Udalski, I. Soszynski, G. Bono, P. Konorski, N. Nardetto, and J. Storm. The Araucaria Project : Accurate Determination of the Dynamical Mass of the Classical Cepheid in the Eclipsing System OGLE-LMC-CEP-1812. *ApJ*, 742 :L20, December 2011. doi : 10.1088/2041-8205/742/2/L20.
- E. Pigott. Observations of a New Variable Star. In a Letter from Edward Pigott, Esq. to Sir H. C. Englefield, Bart. F. R. S. and A. S. *Royal Society of London Philosophical Transactions Series I*, 75 :127–136, 1785.
- B. Pilecki, D. Graczyk, G. Pietrzyński, W. Gieren, I. B. Thompson, W. L. Freedman, V. Scowcroft, B. F. Madore, A. Udalski, I. Soszyński, P. Konorski, R. Smolec, N. Nardetto, G. Bono, P. G. Prada Moroni, J. Storm, and A. Gallenne. Physical parameters and the projection factor of the classical Cepheid in the binary system OGLE-LMC-CEP-0227. *MNRAS*, 436 : 953–967, December 2013. doi : 10.1093/mnras/stt1529.
- B. Pilecki, D. Graczyk, W. Gieren, G. Pietrzyński, I. B. Thompson, R. Smolec, A. Udalski, I. Soszyński, P. Konorski, M. Taormina, A. Gallenne, D. Minniti, and M. Catelan. The Araucaria Project : the First-overtone Classical Cepheid in the Eclipsing System OGLE-LMC-CEP-2532. *ApJ*, 806 :29, June 2015. doi : 10.1088/0004-637X/806/1/29.

- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, M. Arnaud, M. Ashdown, F. Atrio-Barandela, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. *A&A*, 571 :A16, November 2014. doi : 10.1051/0004-6361/201321591.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. Arnaud, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, J. G. Bartlett, and et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *ArXiv e-prints*, February 2015.
- D. Proust, F. Ochsenbein, and B. R. Pettersen. A catalogue of variable-visual binary stars. *A&AS*, 44 :179–187, May 1981.
- A. G. Riess, A. V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P. M. Garnavich, R. L. Gilliland, C. J. Hogan, S. Jha, R. P. Kirshner, B. Leibundgut, M. M. Phillips, D. Reiss, B. P. Schmidt, R. A. Schommer, R. C. Smith, J. Spyromilio, C. Stubbs, N. B. Suntzeff, and J. Tonry. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116 :1009–1038, September 1998. doi : 10.1086/300499.
- A. G. Riess, L. Macri, S. Casertano, H. Lampeitl, H. C. Ferguson, A. V. Filippenko, S. W. Jha, W. Li, and R. Chornock. A 3% Solution : Determination of the Hubble Constant with the Hubble Space Telescope and Wide Field Camera 3. *ApJ*, 730 :119, April 2011. doi : 10.1088/0004-637X/730/2/119.
- V. Ripepi, M. I. Moretti, M. Marconi, G. Clementini, M.-R. L. Cioni, R. de Grijs, J. P. Emerson, M. A. T. Groenewegen, V. D. Ivanov, T. Muraveva, A. E. Piatti, and S. Subramanian. The VMC Survey - XIII. Type II Cepheids in the Large Magellanic Cloud. *MNRAS*, 446 : 3034–3061, January 2015. doi : 10.1093/mnras/stu2260.
- A. Ritter. Untersuchungen über die Höhe der Atmosphäre und die Constitution gasförmiger Weltkörper. *Annalen der Physik*, 244 :157–183, 1879. doi : 10.1002/andp.18792440910.
- A. W. Rodgers and R. A. Bell. The atmosphere of Kappa Pavonis, I. A coarse analysis. *MNRAS*, 125 :487, 1963.
- B. Sesar, C. J. Grillmair, J. G. Cohen, E. C. Bellm, V. B. Bhalerao, D. Levitan, R. R. Laher, E. O. Ofek, J. A. Surace, S. Tang, A. Waszczak, S. R. Kulkarni, and T. A. Prince. Tracing the Orphan Stream to 55 kpc with RR Lyrae Stars. *ApJ*, 776 :26, October 2013. doi : 10.1088/0004-637X/776/1/26.
- H. Shapley. Globular Clusters and the Structure of the Galactic System. *PASP*, 30 :42, February 1918. doi : 10.1086/122686.
- H. Shapley. On the Existence of External Galaxies. *PASP*, 31 :261, October 1919. doi : 10.1086/122870.
- R. R. Shobbrook. UB(VR)c observations for 13 bright Cepheids. *MNRAS*, 255 :486–494, April 1992.

- I. Soszyński, A. Udalski, M. K. Szymański, M. Kubiak, G. Pietrzyński, Ł. Wyrzykowski, O. Szewczyk, K. Ulaczyk, and R. Poleski. The Optical Gravitational Lensing Experiment. The OGLE-III Catalog of Variable Stars. II. Type II Cepheids and Anomalous Cepheids in the Large Magellanic Cloud. *Acta Astron.*, 58 :293, December 2008.
- C. Soubiran, G. Jasiewicz, L. Chemin, F. Crifo, S. Udry, D. Hestroffer, and D. Katz. The catalogue of radial velocity standard stars for Gaia. I. Pre-launch release. *A&A*, 552 :A64, April 2013. doi : 10.1051/0004-6361/201220927.
- J. Storm, B. W. Carney, W. P. Gieren, P. Fouque, D. W. Latham, and A. M. Fry. VizieR Online Data Catalog : Radial velocities of 10 Galactic Cepheids (Storm+, 2004). *VizieR Online Data Catalog*, 341 :50531, February 2004.
- J. Storm, W. Gieren, P. Fouqué, T. G. Barnes, G. Pietrzyński, N. Nardetto, M. Weber, T. Granzer, and K. G. Strassmeier. Calibrating the Cepheid period-luminosity relation from the infrared surface brightness technique. I. The p-factor, the Milky Way relations, and a universal K-band relation. *A&A*, 534 :A94, October 2011. doi : 10.1051/0004-6361/201117155.
- J. Storm, N. Nardetto, W. Gieren, P. Fouqué, and T. G. Barnes. Calibrating the Cepheid Period-Luminosity relation from the near-infrared surface brightness technique. *Ap&SS*, 341 :115–121, September 2012. doi : 10.1007/s10509-012-1063-0.
- G. Stromberg. Analysis of radial velocities of globular clusters and non-galactic nebulae. *ApJ*, 61 :353–362, June 1925. doi : 10.1086/142897.
- S. H. Suyu, T. Treu, R. D. Blandford, W. L. Freedman, S. Hilbert, C. Blake, J. Braatz, F. Courbin, J. Dunkley, L. Greenhill, E. Humphreys, S. Jha, R. Kirshner, K. Y. Lo, L. Marri, B. F. Madore, P. J. Marshall, G. Meylan, J. Mould, B. Reid, M. Reid, A. Riess, D. Schlegel, V. Scowcroft, and L. Verde. The Hubble constant and new discoveries in cosmology. *ArXiv e-prints*, February 2012.
- L. Szabados. Photoelectric UBV Photometry of Northern Cepheids I. *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 70 :1–123, January 1977.
- L. Szabados. Photoelectric UBV Photometry of Northern Cepheids, III. *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 77 :1–97, January 1981.
- L. Szabados. Period changes of Cepheid variables. I - Secular period changes. *Ap&SS*, 96 : 185–194, October 1983. doi : 10.1007/BF00661952.
- L. Szabados. Period changes of bright southern Cepheids. *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 94, January 1989.
- L. Szabados. Northern Cepheids : Period Update and Duplicity Effects. *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 96 :123–244, January 1991.

- L. Szabados. Database on Binaries among Galactic Classical Cepheids. *Information Bulletin on Variable Stars*, 5394 :1, March 2003.
- I. Tallon-Bosc, M. Tallon, E. Thiébaud, C. Béchet, G. Mella, S. Lafrasse, O. Chesneau, A. Domiciano de Souza, G. Duvert, D. Mourard, R. Petrov, and M. Vannier. LITpro : a model fitting software for optical interferometry. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, July 2008. doi : 10.1117/12.788871.
- M. M. Taylor and A. J. Booth. The bright southern Cepheid beta Doradus : the radial velocity curve, distance and size. *MNRAS*, 298 :594–600, August 1998. doi : 10.1046/j.1365-8711.1998.01670.x.
- G. Torres. On the Use of Empirical Bolometric Corrections for Stars. *AJ*, 140 :1158–1162, November 2010. doi : 10.1088/0004-6256/140/5/1158.
- R. B. Tully and J. R. Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *A&A*, 54 : 661–673, February 1977.
- D. G. Turner. The case for U Carinae as a long-period Cepheid calibrator in a Galactic OB association. In S. van den Bergh and C. J. Pritchett, editors, *The Extragalactic Distance Scale*, volume 4 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 178, 1988.
- D. G. Turner. Monitoring the Evolution of Cepheid Variables. *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 26 :101–111, 1998.
- D. G. Turner, I. S. Bryukhanov, I. I. Balyuk, A. M. Gain, R. A. Grabovsky, V. D. Grigorenko, I. V. Klochko, A. Kosa-Kiss, A. S. Kosinsky, I. J. Kushmar, V. T. Mamedov, N. A. Narkevich, A. J. Pogosyants, A. S. Semenyuta, I. M. Sergey, V. V. Schukin, J. B. Strigelsky, V. G. Tamello, D. J. Lane, and D. J. Majaess. The Period Changes of the Cepheid RT Aurigae. *PASP*, 119 :1247–1255, November 2007. doi : 10.1086/523656.
- D. G. Turner, V. V. Kovtyukh, R. E. Luck, and L. N. Berdnikov. The Pulsation Mode and Distance of the Cepheid FF Aquilae. *ApJ*, 772 :L10, July 2013. doi : 10.1088/2041-8205/772/1/L10.
- F. van Leeuwen. Validation of the new Hipparcos reduction. *A&A*, 474 :653–664, November 2007. doi : 10.1051/0004-6361:20078357.
- F. van Leeuwen, D. W. Evans, M. Grenon, V. Grossmann, F. Mignard, and M. A. C. Perryman. The HIPPARCOS mission : photometric data. *A&A*, 323 :L61–L64, July 1997.
- G. Wallerstein. The Cepheids of Population II and Related Stars. *PASP*, 114 :689–699, July 2002. doi : 10.1086/341698.
- G. Wallerstein, T. S. Jacobsen, P. L. Cottrell, M. Clark, and M. Albrow. Metallic-line and H-alpha radial velocities of seven southern Cepheids - A comparative analysis. *MNRAS*, 259 :474–488, December 1992.

-
- J. H. Walraven, J. Tinbergen, and T. Walraven. Five-colour observations of 24 classical Cepheids. *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 17 :520, June 1964.
- D. L. Welch, F. Wieland, C. W. McAlary, R. McGonegal, B. F. Madore, R. A. McLaren, and G. Neugebauer. JHK observations of classical Cepheids. *ApJS*, 54 :547–579, April 1984. doi : 10.1086/190943.
- A. J. Wesselink. The observations of brightness, colour and radial velocity of δ Cephei and the pulsation hypothesis (Errata : 10 258, 310). *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 10 :91, January 1946.
- J. T. Wright and A. W. Howard. Efficient Fitting of Multiplanet Keplerian Models to Radial Velocity and Astrometry Data. *ApJS*, 182 :205, May 2009. doi : 10.1088/0067-0049/182/1/205.

Résumé

Les Céphéides sont utilisées depuis plus d'un siècle comme chandelles cosmiques pour estimer des distances dans l'univers, grâce à la relation qui unie leur période de pulsation et leur luminosité absolue. La calibration de cette relation (dite "Loi de Leavitt", en hommage à sa découvreuse) repose sur des estimations indépendantes de distances, qui sont généralement réalisées grâce à la méthode de la parallaxe de pulsation. Cette technique assez simple repose sur la comparaison de la variation de diamètre angulaire (mesurée par exemple *via* des relations de brillance de surface) et de la variation de diamètre linéaire (obtenue après une simple intégration de la courbe de vitesse radiale). Durant ma thèse j'ai fait usage d'une implémentation novatrice de cette méthode : le code **SPIPS** développé par Antoine Mérand. Celui-ci permet un ajustement simultané de toutes les observables disponibles (photométrie multi-filtre et multi-bande, vitesses radiales, diamètres interférométriques et températures effectives), se traduisant par une meilleure précision statistique. Le code intègre également des modèles d'atmosphère permettant de prendre en compte la physique des Céphéides, et d'assurer un meilleur contrôle des systématiques (par exemple, la présence d'une enveloppe circumstellaire se traduit par un excès apparent de la magnitude infrarouge). Bien que précise et élégante, cette méthode ne permet de mesurer des distances qu'à un paramètre près, le facteur de projection p utilisé pour convertir la vitesse radiale (déduite de la spectroscopie) en vitesse de pulsation. La valeur de p et sa dépendance avec la période de pulsation sont encore largement débattues. Pour les rares Céphéides dont la distance est connue avec une précision suffisante (par exemple grâce à une mesure de parallaxe), il est possible de faire un usage inverse de la méthode **SPIPS** et de remonter à la valeur de p , et c'est ce que j'ai fait durant ma thèse. Grâce à cette méthode, j'ai tout d'abord calculé le p -facteur de la Céphéide de type II κ Pavonis, pour laquelle nous aboutissons à $p = 1.26 \pm 0.07$. J'ai ensuite étendu mon étude à un plus grand échantillon de Céphéides galactiques de parallaxe connue, auxquelles j'ai ajouté RS Pup, célèbre pour ses échos de lumière. Contrairement aux prédictions de certains auteurs, l'étude globale de ces étoiles a permis de conclure à une dépendance plutôt faible de p en fonction de la période. De fait, nous proposons pour le moment d'utiliser une valeur constante moyenne de $p = 1.326 \pm 0.021$. Dans l'état de l'art actuel, la précision n'est pas limitée par la méthode, mais par les mesures de distance elles-mêmes. L'arrivée des parallaxes à moins de 1% du satellite Gaia permettra sans doute une avancée rapide dans cette problématique, ce travail préliminaire ayant d'ores et déjà permis de démontrer la faisabilité de la méthode et d'aboutir à des résultats prometteurs.

Abstract

Cepheids have been used since more than a century as standard candles to estimate distances in the Universe, owing to the relation between their pulsation period and absolute magnitude. The calibration of this relation (also called "Leavitt law", in homage to its discoverer) is based on independent distance estimates, that are generally derived from the parallax-of-pulsation method. This rather simple technique makes a comparison of the angular diameter variation (measured for example through surface brightness relationships) and the linear diameter variation (obtained through an integration of the radial velocity curve). During my PhD I used a very innovative implementation of this method : the **SPIPS** code developed by Antoine Mérand. This technique allows a simultaneous ajustement of all the available observables (multi-filter and multi-band photometry, radial velocities, interferometric diameters and effective temperatures), which results in a much better statistical precision. The code also incorporates atmospheric models allowing to take into account the Cepheids physics, and to ensure a better control of the systematics (for instance, circumstellar envelopes make the stars appear brighter in the infrared bands). Although the method is quite precise and elegant, it only allows to mesure the distance to the projection factor p , a parameter used to convert radial velocities (deduced from the spectroscopy) into velocities of pulsation (actual displacement of the atmosphere). The value of p and its possible dependence on the pulsation period are still widely debated. For the rare Cepheids whose distances are already known precisely enough (for example through a parallax measurement), it is possible to make an invert use of the **SPIPS** method and track down the value of p , which is what I did during my PhD. Thanks to this method, I could first calculate the p -factor of the type II Cepheid κ Pavonis. This study led to $p = 1.26 \pm 0.07$. I then extended this work to a larger sample of Cepheids whose parallaxes have been measured with the *HST*, and to the famous long-period Cepheid RS Pup, whose distance has been measured thanks to the light echoes phenomenon. Contrary to the predictions of some authors, the global study points at a rather weak dependence of p on the pulsation period. For the moment we propose to use the constant value of $p = 1.326 \pm 0.021$. In the current state of the art, the precision is not limited anymore by the method itself, but by the distance measurements. The *Gaia* parallaxes at 1% will help to progress in that whole problematic. This preliminary work already proved the feasibility of the method and led us to very promising results.