DEA Astrophysique et Techniques Spatiales
Observatoire de Paris-Meudon
-Avril-Juin 2000-

Etude d'étoiles évoluées par interférométrie infrarouge

Rapport de stage de DEA

Philippe SALOME

Sous la direction de:

Guy PERRIN, DESPA

Table des matières

1 Rappels d'interférométrie **1**
1.1 La cohérence spatiale 1
1.2 La cohérence temporelle 2
1.3 L'observable interférométrique 3
1.4 L'atmosphère 4
1.4.1 Généralités 4
1.4.2 Le filtrage spatial par fibres monomodes 6

2 L'instrument FLUOR sur IOTA **7**
2.1 Présentation 7
2.2 Les principaux composants de l'interféromètre 8
2.2.1 TISIS et la bande L 9
2.3 La réduction de données 10
2.3.1 Formalisme de la réduction 10
2.3.2 Le logiciel de réduction 12
2.3.3 Les défauts typiques 14

3 Résultats des observations de Fevrier-Mars 2000 **17**
3.1 Les données bande K 17
3.2 Les données bande L (3.4-4.1μm) 17
3.2.1 Résumé des résultats 17
3.2.2 Les résultats précédents 20
3.2.3 Première analyse comparée des résultats en K et L 20

4 L'environnement des étoiles évoluées de l'AGB **25**
4.1 La branche asymptotique des géantes (AGB), une phase finale de l'évolution stellaire 25
4.2 Les étoiles variables 26
4.3 Un modèle numérique d'enveloppe de poussière 27
4.3.1 Le rayonnement 27
4.3.2 La poussière de l'enveloppe 30
4.3.3 Les paramètres du modèle 30
4.3.4 Courbes de flux et courbes de visibilité 30

5 Étude particulière de trois étoiles : α Ori, SW Vir et RLeo 31
5.1 Une supergéante: α Orionis 31
5.1.1 Les données observationnelles 32
5.1.2 Les paramètres du modèle 34
5.1.3 Résultats et discussion 36
5.2 Modélisation d'une Semi-régulière : SW Vir 40
5.2.1 Les contraintes observationnelles 40
5.2.2 Les paramètres du modèle 42
5.2.3 Résultats et discussion 43
5.3 Modélisation d'une Mira: R leo 52
5.3.1 Les données observationnelles 52
5.3.2 Les paramètres du modèle 53
5.3.3 Résultats et discussion 56

A Evaluation du taux de perte de masse 65

B Barres d'erreurs 67

C Les bruits et les biais introduits 69
C.1 Le biais du bruit de détecteur 69
C.2 Le biais du bruit de détecteur 69
C.2.1 Estimation du biais introduit 69
C.2.2 Elimination du biais 70

Liste des tableaux

2.1 Table de quelques calibrateurs et de leurs diamètres 12

3.1 Résultats des observations Fevrier-Mars 2000 en bande K 18
3.2 Résultats des observations Février-Mars 2000 en bande L 19
3.3 Résultats des observations avant 2000 en bande L 20
3.4 Caractéristiques des étoiles observées 21

5.1 Caractéristiques de Bételgeuse 32
5.2 Données photométriques du catalogue JP11 pour Bételgeuse 32
5.3 Données photométriques des catalogues JP11 et de l'IRAS pour Bételgeuse 33
5.4 Données photométriques mesurées par le LRS d'IRAS, article de Danchi et al. (1994) . . 33
5.5 Données FLUOR sur Bételgeuse en bande K 33
5.6 Données FLUOR sur Bételgeuse en bande L 34
5.7 Données interférométriques d'ISI à 11.15μm 34
5.8 Caractéristiques des grains 35
5.9 Paramètres du modèle d'enveloppe pour Bételgeuse 36
5.10 Caractèristiques de SW Vir 40
5.11 Données photométriques du catalogue infrarouge IRC pour SW Vir 41
5.12 Données photométriques du catalogue infrarouge IRAS pour SW Vir 41
5.13 Données photométriques de l'article de Monnier et al. 1998 41
5.14 Données interférométriques de FLUOR en bande K et L. 42
5.15 Paramètres du modèle SW Vir1 43
5.16 Paramètres du modèle SW Vir2 48
5.17 Caractéristiques de R leo 52
5.18 Données photométriques des catalogues infrarouges IRAS et Strecker pour R leo 53
5.19 Densité spectrale d'énergie d'après Danchi et al. (1994) 53
5.20 Données interférométriques de FLUOR 54
5.21 Données interférométriques de FLUOR 54
5.22 Données interférométriques de FLUOR 54
5.23 Données interférométriques de FLUOR 55
5.24 Données interférométriques d'ISI mesurées en 1988 à la phase ϕ=0.4, en 1977 à ϕ=0.84 et en 1990 à ϕ=0.81 55
5.25 Paramètres du modèle pour R Leo 56

Table des figures

1.1 Cohérence spatiale et diminution de contraste. En pointillés, sont représentés les franges issues de 4 points différents de la source. La courbe en trait plein est la figure d'interférence résultant de la superposition de ces 4 points. 2
1.2 Cohérence temporelle et modulation des franges. 2
1.3 Schéma de l'experience des fentes d'Young. Les faisceaux issus de S passent par les ouvertures P_1 et P_2 pour venir interférer en O. 3
1.4 Courbe théorique de visibilité dans le cas d'un modèle de disque uniforme. 4

2.1 Schéma de principe de recombinaision de FLUOR. 7
2.2 Table de recombinaison de FLUOR 8
2.3 Schéma de principe du suiveur d'étoile. 8
2.4 Coupleur triple utilisé en bande K. 9
2.5 Fringe processor 13
2.6 Ecran de contrôle de l'Observation File Viewer 14
2.7 Ecran de contrôle de l'Observation Block Viewer 14
2.8 Séquence de scans avec des fantômes sur tous les scans 15
2.9 Densité spectrale de puissance moyenne. On peut voir les fantômes, répliques des franges, de part et d'autre de la fréquence des franges. 15
2.10 Collection de scans sur une voie photométrique. On voit une composante monochromatique : c'est une vibration transversale 15
2.11 Densité spectrale de puissance moyenne avec des vibrations longitudinales. 15
2.12 Densité spectrale de puissance moyenne avec des vibrations longitudinales et transversales. 16

3.1 Rapport des diamètres angulaires observés en K et en L par FLUOR: Φ_L/ϕ_K, en fonction du taux de perte de masse pour les étoiles observées en Février-Mars 2000. Les sources ont donc la même phase en K et en L. 23
3.2 Rapport des diamètres angulaires observés en K et en L par FLUOR: Φ_L/ϕ_K, en fonction du type spectral pour les étoiles observées en Fevrier-Mars 2000. 23
3.3 Diamètres angulaires de R Leo observés en K à des phases differentes. 23
3.4 Diamètres angulaires de R Leo observés en L à des phases differentes. 23

4.1 Modèle d'enveloppe 28

5.1 Géométrie du modèle d'enveloppe de Bételgeuse 35

5.2 Densité spectrale d'énergie de Betelgeuse 37
5.3 Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande K 38
5.4 Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande L 39
5.5 Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande N 39
5.6 Densités spectrales d'énergie pour le modèle SW Vir1. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique 45
5.7 Visibilité de SW Vir modélisée, en bande K 46
5.8 Visibilité de SW Vir modélisée, en bande L 47
5.9 Densités spectrales d'énergie. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique 49
5.10 Visibilité de SW Vir modélisé, en bande K 50
5.11 Visibilité de SW Vir modélisé, en bande L 51
5.12 Densités spectrales d'énergie. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique 57
5.13 Courbe de visibilité de R Leo en bande K 58
5.14 Courbe de visibilité de Rleo en bande L 58
5.15 Courbe de visibilité de Rleo en bande L 59

Introduction

C'est en 1920, lors d'une observation avec le téléscope de 2m50 du Mont Wilson, que Michelson et Pease ont mesuré pour la première fois le diamètre angulaire d'une étoile autre que le soleil. Il s'agissait de Bételgeuse, dans la constellation d'Orion, que les deux chercheurs ont résolue grâce à l'interférométrie. Cette science s'est ensuite largement développée et on compte actuellement une dizaine d'interféromètres dans le monde qui fonctionnent dans les domaines de longueur d'onde visible et infrarouge. La haute résolution angulaire au sol permet d'atteindre des résolutions angulaires d'une dizaine de millisecondes d'angle. Sonder les détails des structures qui peuplent l'univers devient alors possible, les données interférométriques apportant de nouvelles contraintes observationnelles sur des objets encore mal connus.

L'objectif de ce stage était l'étude des étoiles évoluées de la branche asymptotique des géantes rouges grâce à l'interférométrie infrarouge. Ces étoiles de type tardif sont le siège de phénomènes de perte de masse. La matière éjectée depuis leur surface se condense sous forme de poussières mélangées à du gaz, dans une enveloppe étendue autour de l'étoile. Ces étoiles sont caractérisées par leur grand diamètre et leur forte luminosité, qui en font des objets privilégiés pour l'observation astronomique infrarouge.

Mon travail a consisté à comprendre le principe de fonctionnement de FLUOR (Fiber Linked Unit for Optical Recombination) installé sur l'interféromètre IOTA (Infrared and Optical Telescope Array) en Arizona et à saisir le sens de ses mesures. Basé sur un principe original de recombinaison par fibres optiques monomodes, c'est un instrument qui permet le filtrage spatial des faisceaux altérés par la turbulence atmosphérique et fournit des mesures de visibilité très précises en bande K (2 à 2.4μm) et en bande L (3.6 à 4.1μm)

J'ai participé à la réduction des données issues des observations de Fevrier-Mars 2000, dont les résultats sont présentés ici. De nouvelles étoiles ont été observées en bande L dont les diamètres angulaires sont bien différents de ceux déduits de la bande K. Pour essayer de comprendre ces dernières mesures, je suis allé travailler à l'observatoire de la Côte d'Azur avec P. de Laverny sur un code de transfert du rayonnement stellaire à travers les enveloppes de poussières des étoiles évoluées élaboré par B. Lopez. La recherche de données photométriques et interférométriques complémentaires à celles de FLUOR m'a permis de me concentrer sur trois étoiles particulières : Bételgeuse (une supergéante), SW Vir (une variable semi-régulière) et R Leo (une variable de type Mira).

Chapitre 1

Rappels d'interférométrie

L'interférométrie longue base consiste à utiliser au moins deux téléscopes indépendants dont on recombine, de façon cohérente, les faisceaux pour les faire interférer. C'est le principe utilisé pour obtenir une haute résolution angulaire, supérieure à la limite de diffraction de pupilles uniques. La compréhension des notions de cohérences spatiale et temporelle du rayonnement et de leurs conséquences permettent de mieux appréhender ce qu'on appelera l'observable interférométrique : la visibilité des franges d'interférences. Mais l'observation interférométrique est bien évidement limitée par la turbulence atmosphérique, qui dégrade la cohérence entre les fronts d'onde collectés par les différents téléscopes et altère la qualité des données. Une solution pour filtrer les effets de l'atmosphère est d'utiliser des fibres optiques monomodes comme le fait l'instument FLUOR.

1.1 La cohérence spatiale

Considérons le cas d'une source spatialement étendue. La lumière émise par chaque point de celle-ci va passer par les ouvertures des deux télescopes et produire son propre système d'interférence. La superposition de chacune des contributions produit un système de franges dont le contraste est atténué puisque chaque point du champ donne naissance à un système de franges dont la phase dépend de sa position dans le champ. La figure 1.1 montre l'addition de quatre sinusoides de même intensité. Un simple calcul montre que la somme est encore une sinusoide mais dont l'amplitude relative de la modulation est atténuée d'un facteur V inférieur ou égal à un.

$$\begin{aligned} I(x) = \textstyle\sum_i^N \cos(x+\phi_i) \quad &= \mathcal{R}e(\textstyle\sum_i^N e^{i(x+\phi_i)}) \\ &= \mathcal{R}e(e^{ix} N V e^{i\phi}) \\ &= NV\cos(x+\phi) \end{aligned} \tag{1.1}$$

Le niveau d'interférences obtenues est donc lié à la répartition spatiale d'intensité de la source.

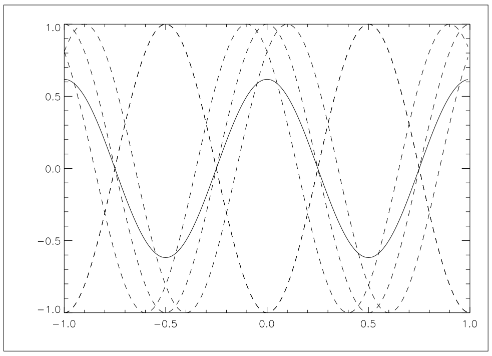


FIG. 1.1: Cohérence spatiale et diminution de contraste. En pointillés, sont représentés les franges issues de 4 points différents de la source. La courbe en trait plein est la figure d'interférence résultant de la superposition de ces 4 points.

1.2 La cohérence temporelle

La notion de cohérence temporelle intervient lorsque l'on observe des sources de lumière non monochromatiques. Dans ce cas, le contraste des franges que l'on obtient diminue sur l'écran pour les positions de part et d'autre de la différence de marche nulle, voir fig 1.2. En effet, considérons la superposition de deux contributions monochromatiques de fréquence ν_1 et ν_2 :

$$\begin{aligned} I(x) &= [1+\cos(2\pi\nu_1 t)] + [1+\cos(2\pi\nu_2 t)] \\ &= 2[1+\cos(\pi(\nu_1-\nu_2)t)\cos(\pi(\nu_1+\nu_2)t)] \end{aligned} \tag{1.2}$$

Les franges, dans ce cas, sont modulées par $\cos(\pi(\nu_1-\nu_2)x)$. C'est la perte de cohérence temporelle. Considérons maintenant un filtre du type $\Pi(\frac{\nu}{\Delta\nu})$. L'intensité observée est alors modulée par la transformée de Fourier de ce filtre, qui est donnée par

$$sinc(\pi\Delta\nu t) = \frac{sin\left(\frac{\pi\Delta\lambda\Delta x}{\lambda^2_{moy}}\right)}{\left(\frac{\pi\Delta\lambda\Delta x}{\lambda^2_{moy}}\right)} \tag{1.3}$$

avec $\Delta x = ct$ la différence de marche entre les faisceaux recombinés. Les franges sont alors visibles sur une étendue que l'on appelle longueur de cohérence temporelle et qui vaut:

$$\Delta\tau = \frac{1}{\Delta\nu} \tag{1.4}$$

Dans le cas des interférences monochromatiques, on observe un système franges dont la période est fixée par la longueur d'onde. En bande spectrale finie, les diverses contributions monochromatiques deviennent incohérentes entre elles aux grands ordres d'interférences et les interférences disparaissent.

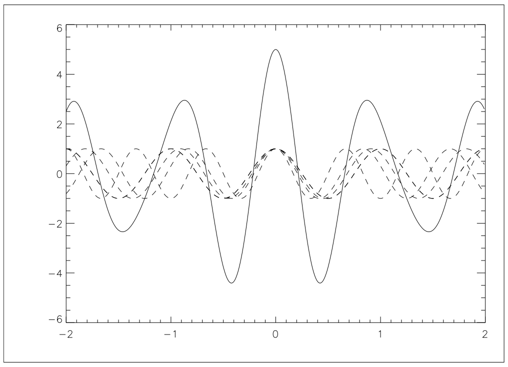


FIG. 1.2: Cohérence temporelle et modulation des franges.

Une largeur de cohérence temporelle finie a donc pour conséquence de moduler le signal des franges.

1.3 L'observable interférométrique

Supposons le système optique suivant:

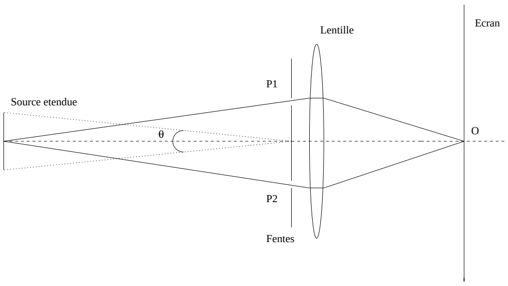


FIG. 1.3: Schéma de l'experience des fentes d'Young. Les faisceaux issus de S passent par les ouvertures P_1 et P_2 pour venir interférer en O.

Comme expliqué au paragraphe 1.2, la mesure de la cohérence, au point de recombinaison O, des ondes issues des deux ouvertures est donnée par le degré complexe de cohérence $\gamma_{12}(\tau)$ où τ est le retard temporel entre les faisceaux P_1O et P_2O. L'intensité en O est alors donnée par, [LEN 96], [ASI 88] :

$$I(x = c\tau) = P_A + P_B + 2\sqrt{(P_A P_B)}\mathcal{R}e[\gamma_{12}(\tau)] \tag{1.5}$$

Soit :

$$I(x = c\tau) = P_A + P_B + 2\sqrt{(P_A P_B)}|\gamma_{12}(\tau)|cos(\phi_{12}(\tau)) \tag{1.6}$$

Le contraste C_{12} des franges est défini en normalisant par $P_A + P_B$:

$$I_N = 1 + C_{12}cos(\phi_{12}(\tau)) \tag{1.7}$$

avec,

$$C_{12} = \frac{2\sqrt{(P_A P_B)}}{P_A + P_B}|\gamma_{12}(\tau)| \tag{1.8}$$

ce qui donne pour $P_A = P_B$:

$$C_{12} = |\gamma_{12}(\tau)| \tag{1.9}$$

De plus, le degré complexe de cohérence, à $\tau = 0$ (à différence de marche nulle entre les deux téléscopes) est lié à la distribution angulaire d'intensité I_α de la source par le théorème de Van Cittert Zernike.

$$\gamma_{12}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_\alpha exp(-\frac{2i\pi\alpha B}{\lambda})d\alpha \tag{1.10}$$

avec B la distance entre les deux ouvertures et λ la longueur d'onde. $\gamma_{12}(0)$, qu'on appelle aussi la visibilité complexe, est par définition la corrélation moyenne entre les amplitudes complexes du champ incident :

$$V_{12} \quad = \quad \frac{< A(\overrightarrow{r_1},t).A(\overrightarrow{r_2},t) >}{[< |A(\overrightarrow{r_1},t)|^2 >< |A(\overrightarrow{r_2},t)|^2 >]^1/2}, \tag{1.11}$$

qui s'écrit aussi comme la transformée de Fourier normalisée de la distribution spatiale d'intensité de la source.

$$V_{12}(u,v) \quad = \quad \frac{\hat{O}(u,v)}{\hat{O}(0,0)} \tag{1.12}$$

avec (u,v)=$\frac{\overrightarrow{B_p}}{\lambda}$ où $\overrightarrow{B_p}$ est la base de l'interféromètre projetée dans le plan normal à la direction de l'étoile.
Mais la turbulence atmosphérique détruit l'information sur la phase du degré complexe de cohérence mutuelle et l'observable interférométrique est alors en général le module au carré de la visibilité de la source.

$$|V_{12}|^2 \tag{1.13}$$

En conclusion, la mesure de $\gamma_{12}(0)$ permet en théorie de connaître la répartiton spatiale de la source par transformée de Fourier inverse. Or, seul le module $|\gamma_{12}(0)|$ est accessible expérimentalement, et donc on ne peut remonter qu'au module de la visibilité des franges. Cela permet toutefois de contraindre fortement la géométrie de la source. L'observable en interférométrie, la Visibilité, donne accès à un point du spectre spatial de l'objet observé à la fréquence déterminée par la base de l'interféromètre et par λ. Prenons l'exemple d'une source modélisée par un disque uniforme. On mesure sa visibilité (la transformée de Fourier du disque uniforme) qui est reliée à une fonction de Bessel par :

$$V_{DU}(u) = \left|\frac{2J_1(\pi\theta u)}{(\pi\theta u)}\right| \tag{1.14}$$

où $u = \frac{B}{\lambda}$ est la fréquence spatiale, coordonnée conjuguée, dans l'espace de Fourier, de la position angulaire α de la source. θ est le diamètre angulaire de l'objet.

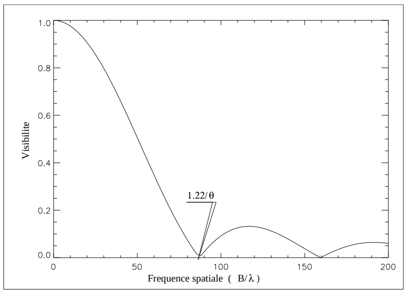


FIG. 1.4: Courbe théorique de visibilité dans le cas d'un modèle de disque uniforme.

Dans le cas du disque uniforme, il existe une relation linéaire entre le diamètre du disque et le premier zéro de la fonction de visibilité.

$$u = \frac{1.22}{\theta} \tag{1.15}$$

L'objectif de l'observation en interférométrie à deux téléscopes est donc d'observer des objets, à différentes bases, c'est-à-dire, à différentes fréquences spatiales. On peut ainsi échantillonner le signal qui contient l'information spatiale sur la source. Sans reconstituer une image de l'objet observé, l'interférométrie permet d'obtenir une contrainte forte sur la forme de la courbe de visibilité, donc sur la répartition spatiale de la source à grande échelle (basses fréquences) ainsi qu'aux plus petites échelles (hautes fréquences).

1.4 L'atmosphère

1.4.1 Généralités

Les variations de température des masses d'air mélangées par la turbulence dans l'atmosphère affectent l'indice de réfraction de l'air qui, lui-même, perturbe la propagation de la lumière. On définit la fonction de structure de température de l'atmosphère,

$$D_\theta(r) =< |\theta(r+\rho,t) - \theta(r,t)|^2 > \tag{1.16}$$

qui est de la même forme que la fonction de structure de phase de l'onde et qui définit l'importance des perturbations dues à la turbulence.

Kolmogorov décrit [LEN 96] la turbulence en termes de cascade énergétique dans laquelle l'énergie cinétique générée à une échelle donnée extérieure L_0 est transmise aux échelles plus petites jusqu'à l'échelle interne l_0 où l'énergie cinétique est dissipée en chaleur. Le spectre d'énergie cinétique turbulente, aussi appelé spectre de Kolmogorov, obéit à une loi du type:

$$E(\kappa) \propto \kappa^{5/3} \tag{1.17}$$

où κ=1/R, R étant l'échelle spatiale considérée On montre que la densité spectrale des fluctuations de température est également de la forme:

$$\Phi_T(\kappa) \propto \kappa^{5/3} \tag{1.18}$$

On peut voir cette grandeur comme la transformée de Fourier de l'autocorrélation des fluctuations de température $\theta(r,t) = T(r,t) - < T(r,t) >$. En prenant une densité spectrale d'énergie de Kolmogorov, on peut donc évaluer

$$D_\theta(r) =< |\theta(r+\rho,t) - \theta(r,t)|^2 >, \tag{1.19}$$

ce qui donne:

$$D_\theta(\rho) = C_\theta^2 \rho^{2/3} \tag{1.20}$$

où le coefficient de proportionnalité C_θ^2 est la constante de structure, qui définit l'intensité de la turbulence. Pour la fonction de structure de phase, on obtient:

$$D_\phi(r) \propto r^{5/3} \tag{1.21}$$

La décorrélation de phase augmente avec r et on définit le paramètre de Fried r_0 comme l'échelle spatiale sur laquelle le front d'onde est assez peu perturbé et à l'interieur de laquelle, la cohérence spatiale est conservée. Par convention, on définit r_0 comme l'échelle sur laquelle la variance de la phase vaut un rad^2. On peut montrer que :

$$r_0 \propto \lambda^{6/5} \tag{1.22}$$

Avec des téléscopes de 45cm de diamètre, la limite de diffraction est de 1.23 seconde d'angle à 2.2μm. Un r_0 typique pour FLUOR est de l'ordre de 45cm. Ceci signifie qu'en pratique les faisceaux sont limités par la diffraction. Par ailleurs, on décompose généralement les défauts de phase dus à l'atmosphère en différents ordres. Le piston est l'ordre 0 des perturbations atmosphériques. C'est la valeur moyenne du front d'onde sur la pupille d'entrée qui est différente pour chacun des téléscopes. Le piston n'est pas corrigé par FLUOR, car ce n'est pas un défaut spatial de la phase à l'échelle de la pupille. Le différentiel de marche aléatoire généré a pour conséquence de décentrer le système de franges au gré de la turbulence. L'ordre 1, le tip-tilt représente 80 % de la déformation engendrée par l'atmosphère. C'est un basculement du front d'onde. IOTA est équipé d'un suiveur d'étoile : le "star tracker" qui permet de corriger cette aberration en inclinant, en temps réel, un miroir de Tip-tilt de sorte à maximiser l'injection dans les fibres optiques. Quant aux ordres supérieurs, ils ne sont pas corrigés. Pour se faire, il faudrait équiper les téléscopes d'une optique adaptative. Le principe de FLUOR est de filtrer ces défauts de surface d'onde grâce aux fibres.

1.4.2 Le filtrage spatial par fibres monomodes

La propriété essentielle des guides d'ondes monomodes est de ne transmettre que le mode fondamental du champ électrique. Seul ce mode sera guidé, quelles que soient les répartitions spatiales de la phase et de l'amplitude du champ à l'entrée de la fibre. L'onde guidée a un profil constant, par conséquent les défauts de phase générés par la turbulence atmosphérique sont corrigés par la propagation dans le guide d'onde. Les perturbations de la phase de l'onde électromagnétique incidente, dues à la traversée de l'atmosphère terrestre, se traduisent par une variation temporelle de l'efficacité d'injection du champ électrique dans les fibres, qui est projeté sur le mode fondamental de ces dernières. Les effets de la turbulence atmosphérique sur le front d'onde sont alors enregistrés en temps réel par des voies photométriques pour pouvoir les corriger a posteriori (On mesure P_A et P_B definis dans la formule 1.5). La combinaison de l'optique adaptative et de l'utilisation de fibres optiques permettrait, d'une part, de filtrer la turbulence atmosphérique grâce aux fibres et d'obtenir ainsi une grande précision sur les mesures de visilité et, d'autre part, d'exploiter au maximun les grandes sensibilités de chacun des téléscopes. Cela prend toute son importance avec l'utilisation prochaine des grands miroirs du VLTI.

Chapitre 2

L'instrument FLUOR sur IOTA

FLUOR (Fiber Linked Unit Optical Recombination) est un concept instrumental basé sur le principe de la recombinaison des faisceaux de deux téléscopes, par l'intermédiaire de fibres optiques monomodes. L'architecture générale de l'instrument et les caractéristiques de chacun de ses composants orientent le principe d'acquisition et de réduction des données. Celle-ci est réalisée à l'aide d'un logiciel programmé en Labview. Les mesures réduites permettent ensuite la construction des courbes de visibililé des étoiles observées, qui contiennent l'information sur la répartition d'intensité spatiale de la source.

2.1 Présentation

FLUOR a réalisé en 1991 [FOR 94] à Kitt Peak, les premières observations en interférométrie stellaire, avec recombinaison par fibres optiques monomodes, en bande K (entre 2-2,4μm). Déplacé ensuite sur l'interféromètre IOTA (Infrared and Optical Telescope Array), sur le mont Hopkins en Arizona en 1994, FLUOR a réalisé l'observation de nombreuses étoiles évoluées [PER 96]. En 1998, le concept a été étendu à la bande L avec TISIS [MEN 99] qui fonctionne entre 3,4 et 4,1μm. L'interféromètre à fibres est un instrument composé d'un ensemble de sous-systèmes. Les téléscopes collectent la lumière issue de la source. Les faisceaux sont ensuite acheminés sous vide, pour éviter les problèmes de dispersion, de gradient de température et de turbulence internes à l'instrument, jusqu'à une table de recombinaison après avoir été égalisés de sorte à compenser la différence de marche entre chacune des voies grâce à des lignes à retard. Une table de recombinaison réalise alors l'injection des ondes lumineuses dans des fibres optiques. Deux coupleurs permettent d'isoler les signaux photométriques de chacune des voies alors qu'un troisième coupleur fait interférer les faisceaux issus de chacun des téléscopes. Les signaux de sortie sont enregistrés sur 4 pixels d'une caméra NICMOS3 afin d'être analysés et nettoyés.

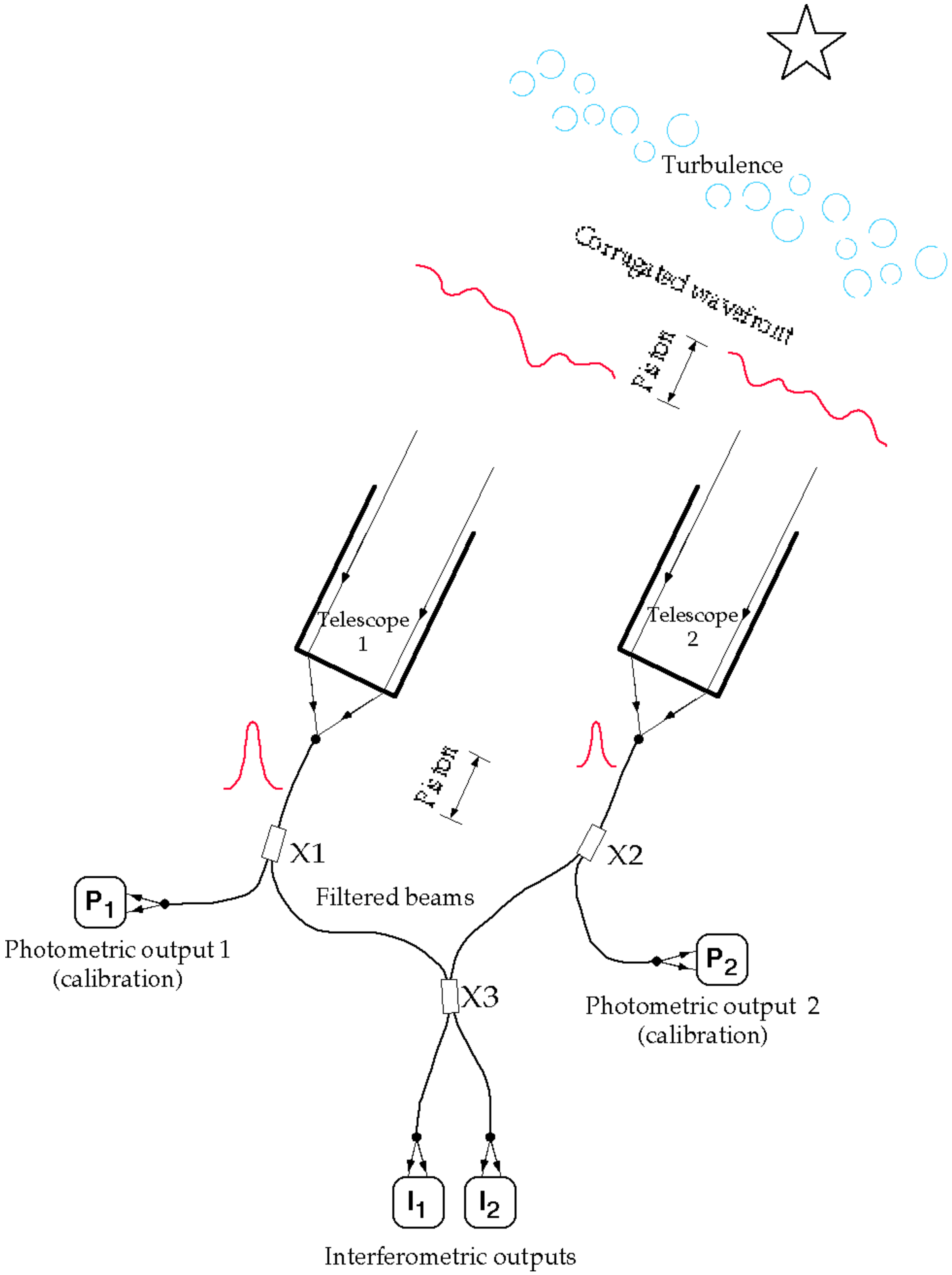


FIG. 2.1: Schéma de principe de recombinaision de FLUOR.

2.2 Les principaux composants de l'interféromètre

L'interféromètre IOTA est constitué de 2 sidérostats couplés à des téléscopes Cassegrain fixes de 45 cm. On peut déplacer ces sidérostats sur des rails, ce qui donne accès à des lignes de base allant de 5m à 38m, et permet d'explorer une partie de l'espace des fréquences spatiales.

La table de recombinaison

Le schéma 2.2 montre la table de recombinaison de FLUOR en bande K où sont représentés les différentes étapes du traitement des faisceaux incidents menant à la construction des franges d'interférence.

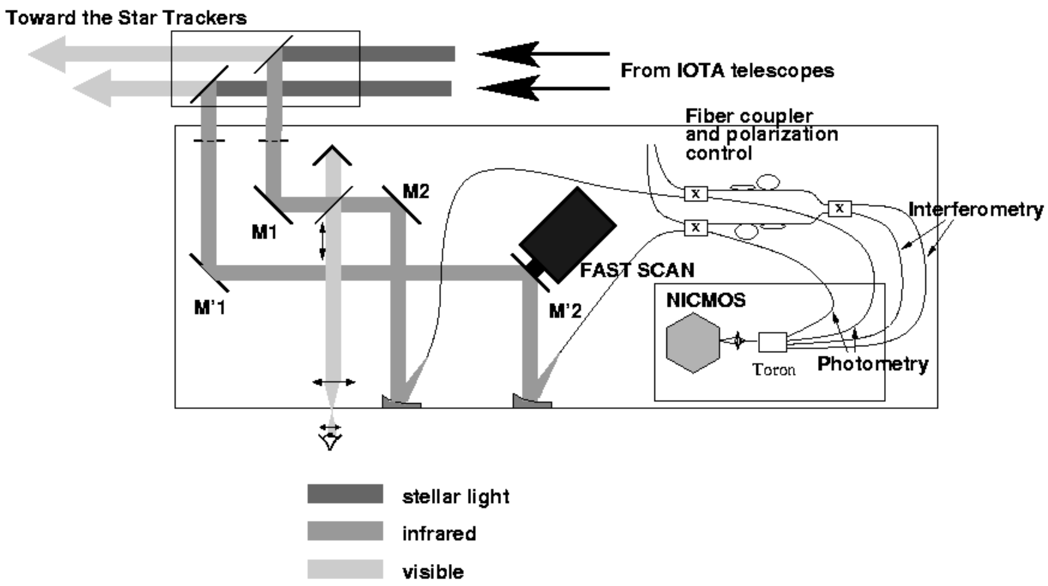


FIG. 2.2: Table de recombinaison de FLUOR

Le suiveur d'étoile

Un "star tracker", figure 2.3, fonctionnant sur la composante visible de la lumière récoltée permet de corriger le premier ordre des perturbations de phase dues aux fluctuations atmosphériques. Le faisceau visible est envoyé sur une caméra CCD qui calcule la position du pixel le plus brillant et commande un miroir de tip-tilt qui permet de basculer le front d'onde incident de manière à recentrer le pixel de plus grande intensité sur le détecteur CCD. Ce système permet de guider des étoiles de magnitude maximale V=7 pour des conditions de turbulence moyennes.

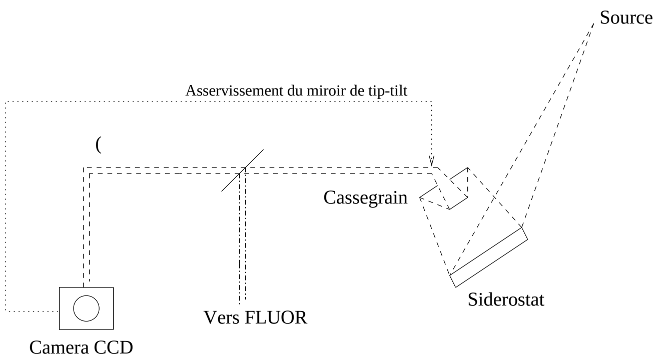


FIG. 2.3: Schéma de principe du suiveur d'étoile.

Les lignes à retard

Une grande ligne à retard assure la compensation de la différence de chemin optique entre les deux téléscopes. Sa course maximale est de 28m, ce qui permet de faire varier la ddm de plus ou moins 28m selon la position de l'étoile dans le ciel.

Une petite ligne à retard permet de conserver une différence de marche nulle pendant une observation en compensant le mouvement sidéral de l'étoile. Sa course maximale est de 2,33m, c'est-à-dire 4,66m de ddm (difference de marche).

La modulation des franges : le mode fast scan

Un mode "fast-scan" récemment installé sur FLUOR [RUI 99] permet le balayage rapide de la différence de marche, grâce à un miroir monté sur des translateurs piezoélectriques. Les franges sont modulées à une fréquence de 300Hz qui permet de les extraire du signal basse fréquence (voir figure 2.7). Cette modification instrumentale récente a permis une acquisition plus rapide des franges d'interférence et donc une augmentation du flux de données.

Les coupleurs de fibres

En bande K, comme on le voit sur le schéma 2.2, FLUOR utilise un coupleur triple. Les deux premiers coupleurs en X permettent de mesurer les signaux notés photométrie sur la figure 2.4. Ils servent à réaliser l'étalonnage photométrique des signaux interférométriques, comme on le verra plus loin en 2.3. Le troisième coupleur recombine les voies 1 et 2 de l'interféromètre, et permet la construction des signaux interférométriques. Remarque : deux voies interférométriques complémentaires sont utilisées dans le but d'augmenter le rapport signal sur bruit d'un facteur $\sqrt{2}$ (par différence) et pour éliminer les bruits basses fréquences communs aux deux voies.

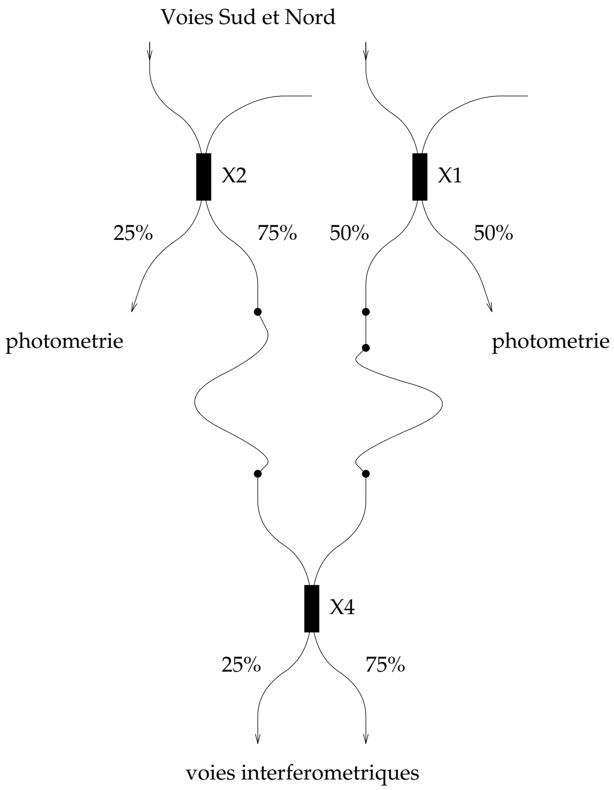


FIG. 2.4: Coupleur triple utilisé en bande K.

2.2.1 TISIS et la bande L

La recombinaison des faisceaux

En bande L, on ne dispose que d'un coupleur simple qui fait interférer les deux voies. C'est-à-dire que l'on ne possède pas les signaux photométriques. Pour corriger les interférogrammes des fluctuations photométriques, et réaliser l'étalonnage des signaux interférométriques, on se sert de la partie basse fréquence du spectre de la source : $P_A + P_B$. Nous avons vu en 2.3 que l'on doit pondérer le signal interférométrique haute fréquence par $2\sqrt{P_A.P_B}$ pour définir un estimateur de la visibilité que l'on cherche à évaluer. Or si $P_A{=}P_B$, alors $2\sqrt{P_A.P_B}{=}P_A + P_B$. Si ce n'est pas le cas, on approxime la moyenne géométrique par la moyenne arithmétique. On se servira donc de la partie basse fréquence du spectre $(P_A + P_B)$ pour la réduction en sachant que l'erreur commise est d'autant plus petite que les injections dans les voies A et B sont équilibrées. La caméra NICMOS3 étant sensible jusqu'à 2.5 μm, on utilise, en bande L, des photomètres en sortie du coupleur simple. En pratique, le signal est collecté par un seul photomètre, l'autre étant défecteux. Par conséquent, on n'enregistre pas ici deux signaux interférométriques complémentaires, mais un seul.

Le principe d'acquisition

L'émission du fond thermique du ciel devient non négligeable en bande L. La soustraction du courant d'obscurité de la caméra n'est pas suffisant pour éliminer le bruit de fond comme en bande K. Il faut entourer chaque observation d'étoile par une mesure du fond de ciel dans un champ proche de celui de l'étoile pour pouvoir le supprimer ensuite. On réalise du "chopping".

2.3 La réduction de données

2.3.1 Formalisme de la réduction

Le détail du formalisme de la réduction de données de FLUOR est explicité dans Coudé du Foresto 1997 [FOR 97] et dans Perrin 1996 [PER 96]. La quantité que l'on désire mesurer est le module de la visibilité des franges d'interférence comme expliqué au chapitre 1.

Calcul du contraste μ_{12} des franges

FLUOR fait l'acquisition d'interférogrammes résultant de la recombinaison des faisceaux de chacun des 2 télescopes. Lorsqu'on calcule la transformée de Fourier de ce signal, deux composantes principales en ressortent : Un signal basses fréquences, qui correspond aux fluctuations de l'énergie stellaire injectée dans les fibres, et un signal hautes fréquences, qui contient l'énergie des franges.

$$I(x) = \overbrace{\kappa_1 P_1(x) + \kappa 2 P_2(x)}^{\text{Basses fréquences}} + \overbrace{2\sqrt{\kappa_1 P_1(x) \kappa_2 P_2(x)} \mu_{12} cos(2\pi\sigma x + \phi_{12})}^{\text{Hautes fréquences}} \tag{2.1}$$

Ce qui nous intéresse, ce sont les franges qui contiennent l'information sur la répartition spatiale d'intensité de la source. Par conséquent, il faut éliminer la partie basse fréquence du spectre. La partie haute fréquence, est donnée par:

$$I_{HF}(x) = I(x) - \kappa_1 P_1(x) - \kappa 2 P_2(x) \tag{2.2}$$

où les κ sont les gains qui relient les signaux interférométriques aux signaux photométriques. On corrige ensuite le signal des fluctuations photométriques:

$$I_{corr}(x) = \frac{1}{2} \frac{I_{HF}(x)}{\sqrt{P_1(x) P_2(x)}} \tag{2.3}$$

Par ailleurs, les signaux photométriques sont reliés à la distribution spectrale d'intensité $B(\sigma)$de la source par des coefficients de transmission instrumentaux.

$$P_{\sigma,i} \propto B(\sigma) \tag{2.4}$$

Dans l'espace de Fourier, on obtient alors:

$$\tilde{I}_{corr}(\sigma) = \frac{1}{2} [\kappa(\sigma) B(\sigma) \mu_{12}(\sigma) + \kappa(-\sigma) B(-\sigma) \mu_{12}(-\sigma)] \tag{2.5}$$

$B(\sigma)$ est le spectre de la source. Et μ_{12} est le module du degré complexe de cohérence à différence de marche nulle avant calibration.

A cause du piston atmosphérique, la fréquence instantanée des franges est modifiée. La relation ci-dessus n'est plus valable. Cependant, si on suppose que le piston conserve l'énergie des franges, alors l'expression de $\tilde{I}_{corr}$ reste correcte sous forme intégrale et il vient:

$$S = \int_0^\infty \tilde{I}^2_{corr}(\sigma)d\sigma = \frac{1}{4}\left[\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)\mu^2_{12}(\sigma)d\sigma\right] \tag{2.6}$$

Rappelons que $\tilde{I}_{corr}$, est mesurée directement à partir des signaux, et que l'information sur la source se trouve dans μ_{12}. Il faut donc définir un estimateur mathématique du module du degré complexe de cohérence mutuelle. Notons $\bar{\mu_{12}}$ un tel estimateur

$$\bar{\mu}^2_{12} = \frac{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)\mu^2_{12}(\sigma)d\sigma}{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)d\sigma} \tag{2.7}$$

A l'aide de (2.8), on peut alors exprimer $\bar{\mu}_{12}$ en fonction de grandeurs mesurables au numérateur.

$$\bar{\mu}^2_{12} = \frac{4(\int_0^\infty \tilde{I}^2_{corr}(\sigma)d\sigma)}{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)d\sigma)} \tag{2.8}$$

Introduisons maintenant le facteur de forme, qui est l'intégrale du spectre de la source sur la bande passante du filtre que l'on utilise, qui n'est pas mesuré mais calculé a priori et qui dépend de la forme du spectre :

$$F_B = \int_0^\infty B^2(\sigma)d\sigma \tag{2.9}$$

Si on suppose que $\kappa(\sigma)$ est achromatique sur $[\sigma_1, \sigma_2]$, alors

$$\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)d\sigma = \kappa^2 \int_0^\infty B^2(\sigma)d\sigma = \kappa^2 F_B \tag{2.10}$$

et l'estimateur de μ_{12} s'écrit :

$$\bar{\mu}^2_{12} = \frac{4S}{F_B\kappa^2} \tag{2.11}$$

Calcul de la visibillité V_{12} des franges

Le module du degré complexe de cohérence que l'on obtient alors reste toutefois pondéré par la fonction de transfert instrumentale T_i (qui prend en compte les pertes de contraste, comme la dépolarisation par exemple).

$$\bar{\mu}_{12} = V_{12}T_i \tag{2.12}$$

Pour remonter à l'information sur la source, on se sert en fait d'étoiles de référence, que l'on appelle des calibrateurs et dont on connaît a priori la visibilité.

On a par conséquent,

$$T_i^{ref} = \frac{\bar{\mu}^{ref}_{12}}{V^{ref}_{12}} \qquad V^{obj}_{12} = \frac{\bar{\mu}^{obj}_{12}}{T^{obj}_i} \tag{2.13}$$

Si la fonction de transfert instrumental est mesurée en même temps que l'objet, on obtient :

$$V_{12}^{obj} = \frac{\bar{\mu}_{12}^{obj}}{\bar{\mu}_{12}^{ref}} V_{12}^{ref} \tag{2.14}$$

En pratique, on ne mesure pas les signaux de l'objet et de la référence simultanément. On encadre les observations de la source par celles des calibrateurs. On réalise donc une interpolation linéaire de la fonction de transfert de la source, à l'aide de celles de deux calibrateurs observés juste avant et juste après la source. Les sources de référence doivent donc être des étoiles stables, c'est-à-dire peu variables et sans activité susceptible de modifier leurs diamètres. Elles doivent aussi posséder des coordonnées proches de celles de l'objet d'étude. Lorsqu'on fait le rapport des visibilités, on obtient :

$$V_{12}^{obj} = \frac{S^{obj}}{S^{ref}} \frac{F_B^{ref}}{F_B^{obj}} \frac{\kappa_{ref}^2}{\kappa_{obj}^2} V_{12}^{ref} \tag{2.15}$$

Il faut donc également que source et calibrateur possèdent des types spectraux proches de manière à avoir le même facteur de forme. En conclusion, on voit que le formalisme adopté pour la réduction des données donne accès au module de la visibilité des franges, c'est-à-dire au module de la transformée de Fourier de la répartition spatiale d'intensité de la source. Et ceci est obtenu grâce à la mesure de S^{obj} et S^{ref}, les parties hautes fréquences des signaux de la source et d'un calibrateur, corrigées des fluctuations photométriques.

Etoile calibrateur	αBoo	GAM DRA	δVir	μ Gem
Diamètre (mas)	20.2±0.08	9.82±0.23	10.16±0.51	13.5±0.15

TAB. 2.1: Table de quelques calibrateurs et de leurs diamètres

2.3.2 Le logiciel de réduction

L'organisation des données

La caméra NICMOS enregistre instantanément sur 4 pixels les intensités respectives de I1, I2, PA, PB, les 4 voies de sorties du coupleur. Ces mesures constituent une trame. A partir de l'enregistrement continu dans le temps de 256 trames, on construit un scan. On réalise ainsi des séries de scans que l'on appelle des "batches" et qui contiennent, sur une séquence temporelle, les signaux interférométriques et photométriques. Il y a quatre types de "batches"

- *Un "Off-source"* : les scans sont obtenus avec des obturateurs fermés devant la caméra et rendent compte du courant d'obscurité de celle-ci;
- *Deux "Single-beams"* : une voie est alternativement obturée pour évaluer les gains entre les voies photométriques et interférométriques.
- *Un On-source* : les voies de l'interféromètre pointent l'étoile. Ces derniers scans contiennent les franges d'interférence.

On réunit ensuite dans un OB ("Observation Block") ces données pour chaque étoile. Et on construit des OF ("Observation File") qui sont des collections d'OB obtenus une même nuit sur différentes sources, dans les mêmes conditions expérimentales.

Les étapes de la réduction

Le Fringe processor

A partir d'un OF, le fringe processor, fig. 2.5, applique l'algorithme de réduction des données et calcule les contrastes des paquets de franges (μ_{12}) issus de chacune des voies interférométriques.

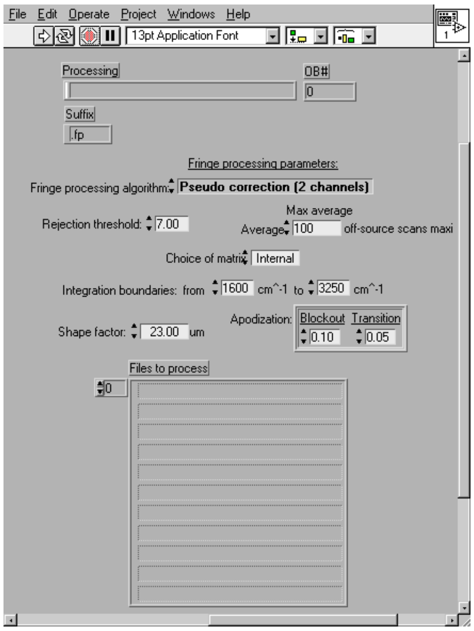


FIG. 2.5: Fringe processor

L'Observation File viewer

C'est l'écran de contrôle, reproduit fig. 2.6, qui donne accès à tous les OB acquis une même nuit. L'OF permet l'étalonnage des sources de référence, la détermination des fonctions de transfert instrumental et le calcul de visibilité. Sur la figure 2.6, on distingue trois écrans principaux : Le tableau au centre donne la liste des sources observées, entourées de leurs calibrateurs, dont on connait le diamètre de disque uniforme (UD) a priori. La courbe sous ce tableau montre le comportement de la fonction de transfert instrumental en fonction du temps et permet de juger de la qualité de l'étalonnage des sources. Enfin, le tableau en haut à droite donne les valeurs des visibilités calibrées avec leurs incertitudes. Le χ^2 est calculé à partir des signaux des deux voies interférométriques.

L'Observation Block Viewer

L'OB 2.7 Viewer permet de vérifier la bonne qualité des données. En effet, on dispose de nombreuses informations telles que l'évolution temporelle

- du facteur de cohérence (voies interférométriques 1 et 2),
- de l'erreur sur la différence de marche,
- du rapport signal sur bruit dans chacune des 4 voies,

- de la différence de marche interne de l'interféromètre lorsque les lignes à retard sont à leurs origines.

La fenêtre de contrôle d'un OB est constituée d'une partie associée aux signaux temporels (en haut), et de leur équivalent dans l'espace de Fourier (en bas). Sur l'écran, en haut à droite, est représentée une collection de 224 scans, rangés verticalement, sur lesquels on voit les franges au centre. Par ailleurs, on peut voir les effets du piston atmosphérique qui décentre certains paquets de franges (scans 142, 143 par exemple). En haut à gauche, on voit l'allure d'un scan avec les franges d'interférence. Dans la partie inférieure de l'écran, à gauche, on visualise les 224 scans en fonction de la fréquence temporelle, alors qu'à droite on accède au spectre d'un seul scan. On distingue, sur ces graphes, la contribution aux basses fréquences des fluctuations d'injection dans la fibre, et la contribution aux hautes fréquences des franges. On peut voir, à droite, que l'énergie des franges est concentrée autour de 300Hz. C'est le balayage des franges, comme on l'a vu plus haut section 2.2, qui permet d'extraire ainsi le spectre les franges du spectre photométrique. Les données interférométriques sont riches d'informations, non seulement sur les sources scientifiques, mais aussi sur le comportement instrumental des différentes composantes de l'interféromètre. Il est intéressant de constater l'influence de ces composantes sur la qualité des données. On trouvera ci-dessous quelques exemples caractéristiques des défauts propres à l'interféromètre FLUOR.

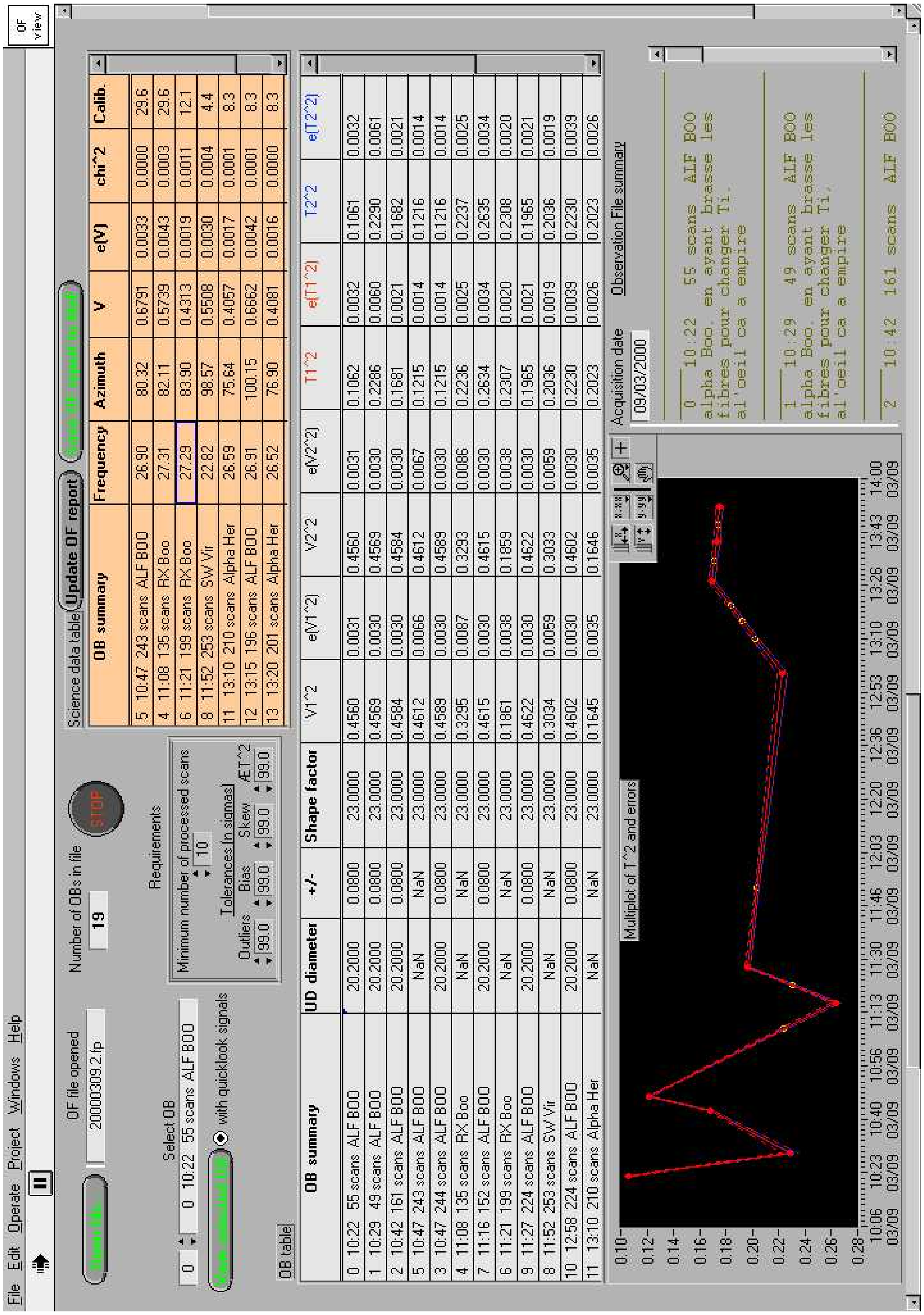


FIG. 2.6: Ecran de contrôle de l'Observation File Viewer

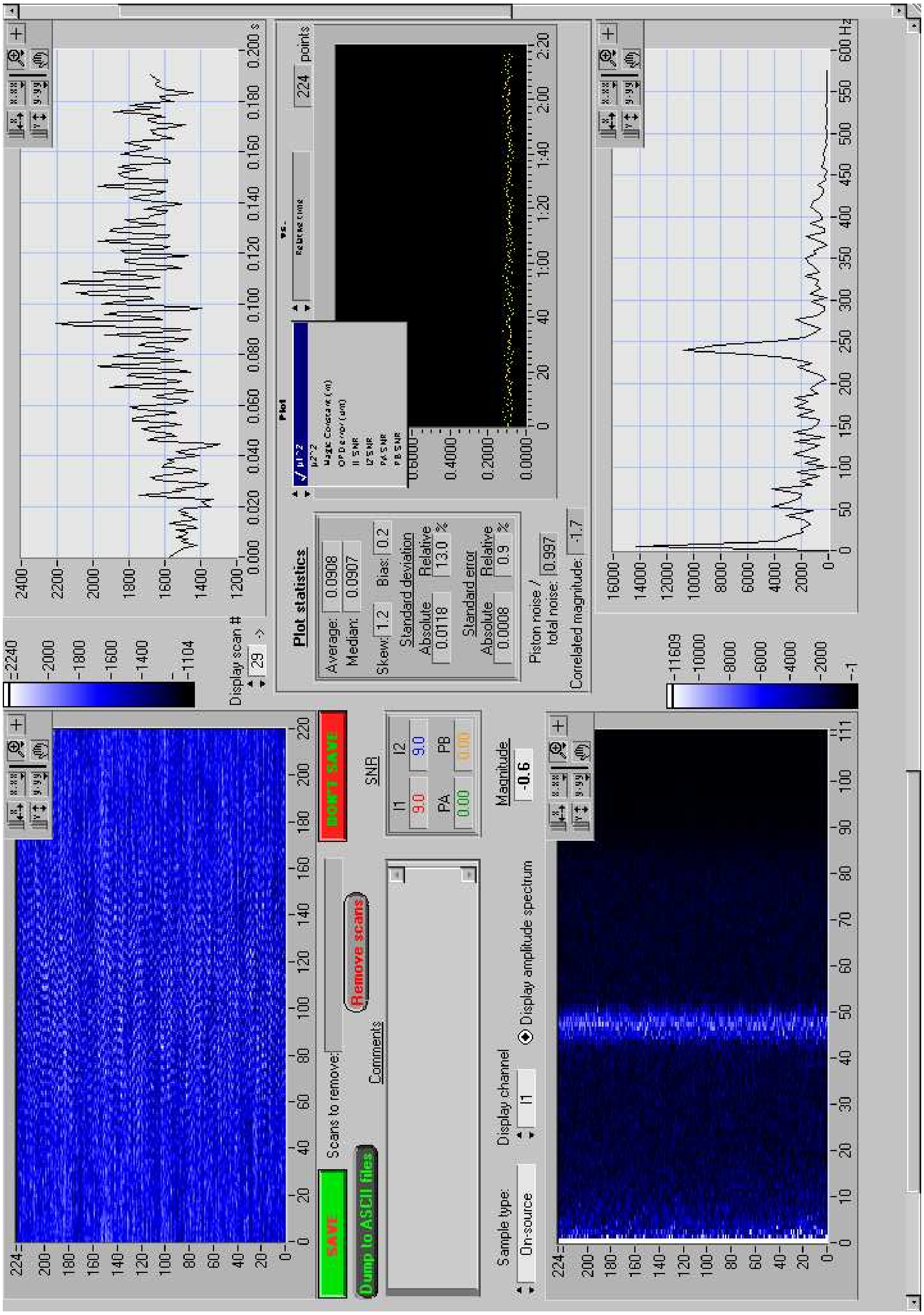


FIG. 2.7: Ecran de contrôle de l'Observation Block Viewer

2.3.3 Les défauts typiques

Au cours de la réduction des données, j'ai été confronté à un certains nombre de défauts qu'il a fallu éliminer pour construire un ensemble de mesures de bonne qualité. Il m'a semblé intéressant de présenter ces défauts propres à l'observation interférométrique.

Les vibrations

Ce sont des vibrations généralisées, qui se manifestent par une destruction du spectre des franges et une perte de la sensibilité. La fréquence instantanée des franges peut être modifiée par des variations de différences de chemin optique introduites par des vibrations instrumentales. On perd ainsi la relation de Fourier entre l'interférogramme mesuré et le vrai spectre de la source (non contaminé par les vibrations). Je présente ici deux manifestations de ces vibrations : les fantômes et les composantes monochromatiques.

Les fantômes

Les fantômes sont des vibrations longitudinales (figure 2.8). Ce sont des répliques du spectre des franges à des fréquences symétriques de part et d'autre de la fréquence des franges. Ils sont causés par des vibrations instrumentales à une fréquence donnée. Typiquement, ce sont des répliques que l'on trouve à environ 120 Hz. En effet, les miroirs alimentés par du courant de 60 Hz, peuvent créer des différences de chemin optique dans un des faisceaux à une fréquence double.

Ce genre d'aberration est gênant en bande large, dans la mesure où une partie de l'énergie des fantômes vient se superposer à celle des franges. Dans ce cas, on ne peut distinguer chacune des contributions et le signal interférométrique est biaisé.

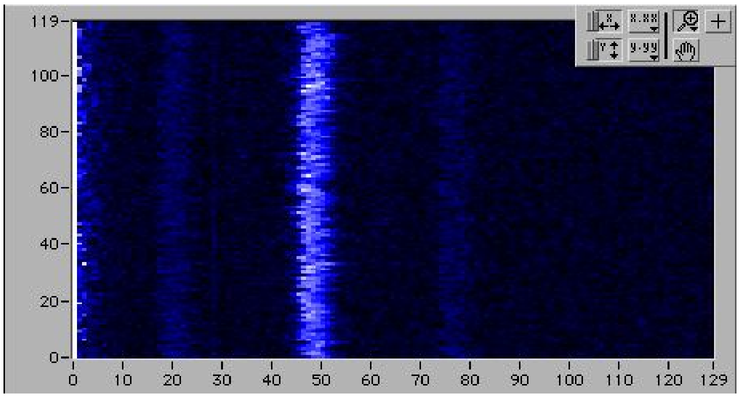


FIG. 2.8: Séquence de scans avec des fantômes sur tous les scans

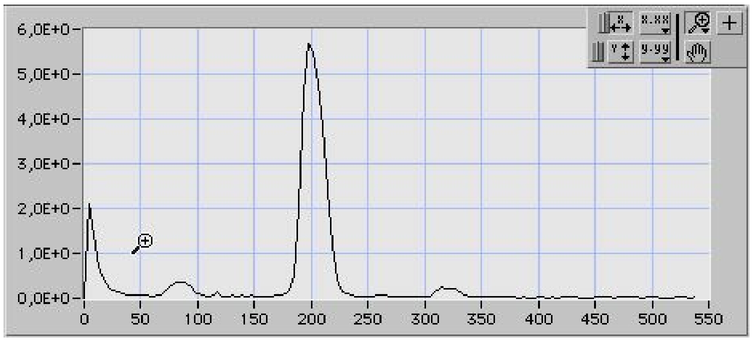


FIG. 2.9: Densité spectrale de puissance moyenne. On peut voir les fantômes, répliques des franges, de part et d'autre de la fréquence des franges.

Les composantes monochromatiques

Ce sont des pics d'intensité, localisés à une fréquence particulière, présents sur tous les scans, et que l'on trouve dans les voies photométriques.

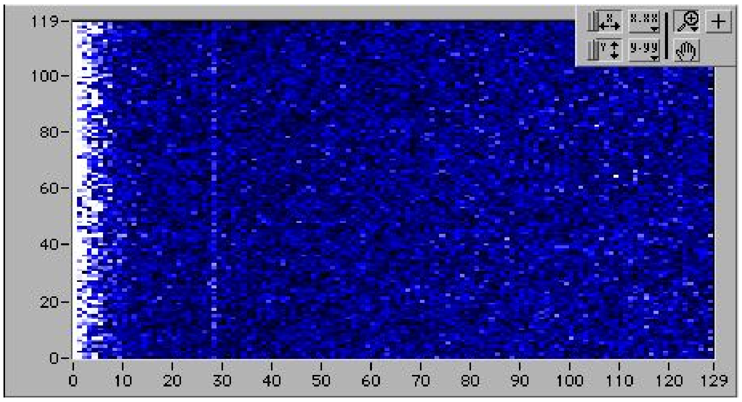


FIG. 2.10: Collection de scans sur une voie photométrique. On voit une composante monochromatique : c'est une vibration transversale

Ils sont dus à des vibrations transversales qui ont lieu sur une des deux voies de l'interféromètre. Par exemple, si le miroir du translateur piezoélectrique qui assure la modulation des franges vibre, alors on retouvera une partie de l'énergie du signal à cette fréquence sur la voie correspondant au faisceau retardé (voie A). Une vibration des miroirs de tip-tilt sur un des téléscopes peut produire le même genre d'aberration.

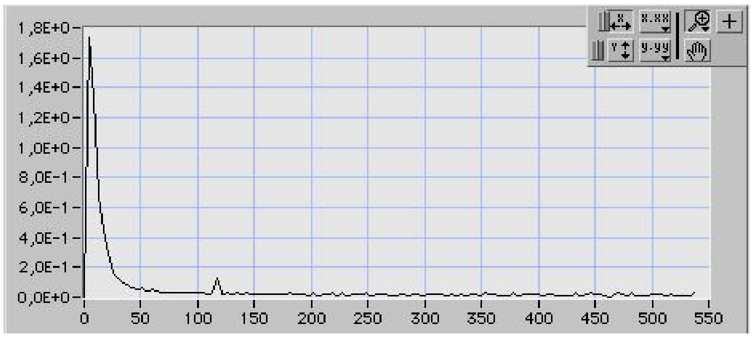


FIG. 2.11: Densité spectrale de puissance moyenne avec des vibrations longitudinales.

On retouve sur la figure 2.11 la contribution monochromatique que l'on avait sur la séquence de scans de la figure2.10 aprés moyennage des densités spectrales de puissance.

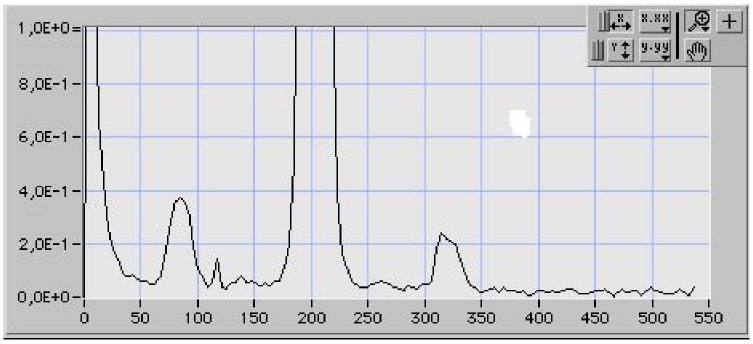


FIG. 2.12: Densité spectrale de puissance moyenne avec des vibrations longitudinales et transversales.

On voit sur la figure 2.12 que la vibration transversale du miroir à 120 Hz se voit aussi comme une vibration longitudinale dans les répliques du spectre des franges.

Chapitre 3

Résultats des observations de Fevrier-Mars 2000

3.1 Les données bande K

Le tableau tab. 3.1 contient les valeurs des visibilités mesurées en bande K par FLUOR pendant les observations de Fevrier-Mars 2000. Les diamètres indiqués pour chaque étoile ont été évalués à partir d'un modèle de disque uniforme. Les étoiles présentées ici ont déjà été observées par FLUOR à d'autres fréquences spatiales, mais à des époques différentes. Bien qu'une seule fréquence spatiale ait été observée en Février-Mars 2000, les sources ont déjà été observées par FLUOR à plusieurs fréquences spatiales. Cela permet d'être confiant quant à la détermination des diamètres à partir d'un seul point de visibilité. Dans la suite, on utilisera uniquement les données Fevrier-Mars 2000, pour pouvoir les comparer aux mesures effectuées en bande L à une époque très proche.

3.2 Les données bande L (3.4-4.1μm)

3.2.1 Résumé des résultats

Les résultats sont récapitulés dans le tableau tab. 3.2. On peut remarquer que les incertitudes en bande L sont plus importantes qu'en bande K, à cause de l'utilisation du coupleur simple, qui réduit la quantité d'informations et la qualité de la calibration. En effet, comme on l'a évoqué 2.2.1, on ne peut pas bien retirer le biais atmosphérique, comme en bande K, par calibration des signaux photométriques. Cependant, les points de visibilité obtenus à différentes fréquences spatiales permettent de donner une allure des courbes de visibilité. Les phases indiquées pour chacune des étoiles ont été calculées à partir des courbes de lumière de l'AFOEV (Association Française des Observateurs d'Etoiles Variables) et des données de l'AAVSO (American Association of Variables Stars Observers).[1]

[1] Les phases avec un $\star$ ont été calculée en faisant une moyenne sur plusieurs periodes.

Sources	Date	Fréq. spatiales (cycles/ arcsec)	Visibilités	incertitude	Diamètres (mas)	Type
R Lmi	19/02	83.33	0.1933	0.0004	11.85±0,005	Mira
R Ser	23/02	82.84	0.5406	0.0012	8.08±0,0128	Mira
U Her	19/02	83.23	0.2689	0.001	10.98±0,0114	Mira
R Cnc	26/02	82.64	0.2268	0.0005	11.55±0,0059	Mira
U Hya	26/02	65.76	0.5842	0.0033	9.58±0,0454	Mira
S Vir	26/02	75.4	0.6476	0.0053	7.58±0,0658	Mira
R Boo	27/02	86.37	0.9467	0.0050	2.42±0,1124	Mira
V Crb	27/02	85.98	0.5799	0.0020	7.37±0,0210	Mira
G Her	27/02	85.42	0.0951	0.0003	12.81±0,0140	Mira
ϵ Eri	21/02	59.76 58.99	0.9792 0.989	0.006 0.0108	2.04±0,3046	Var
δ Vir	23/02	70.29	0.49	0.0023	10.08±0,0289	Var
56 Leo	26/02	84.1	0.4864	0.0022	8.53±0,0231	Var
X Her	26/02	84.22	0.1607	0.0006	12.13±0,0076	SR
SW Vir	29/02	40.8	0.5477	0.0029	16.24±0,0636	SR
RT Vir	29/02	43.32	0.6857	0.0048	12.45±0,1075	SR
RX Boo	29/02	47.95	0.3504	0.0007	17.48±0,132	SR

TAB. 3.1: Résultats des observations Fevrier-Mars 2000 en bande K

Sources	Date	Phases	Fréq. spatiales (cycles/ arcsec)	Visibilités	incertitude	Diamètres (mas)
α Ori	11/03	-	25.99	0.0801	0.0004	42.67±1.11
		-	26.18	0.0773	0.0003	
	14/03		17.72	0.4666	0.0093	
			17.55	0.4600	0.0061	
			17.54	0.4646	0.0060	
R leo	14/03	0.85*	19.67	0.3937	0.0050	36.15±0.6489
			18.28	0.4331	0.0019	
	10/03	0.85*	26.75	0.3041	0.0017	
	11/03	0.85*	25.8	0.2327	0.0025	
			25.72	0.2407	0.0027	
			26.38	0.2184	0.0010	
			26.74	0.2187	0.0007	
SW Vir	14/03	0.36	15.95	0.7762	0.0082	28.79±0.244
			15.91	0.8133	0.0094	
			15.85	0.7980	0.0074	
	09/03	0.33	22.82	0.5511	0.0030	
α Her	14/03	-	20.30	0.5940	0.0022	29.81±0.3644
			19.99	0.5932	0.0054	
	12/03	-	19.88	0.5765	0.0017	
	09/03	-	26.59	0.4107	0.0017	
			26.52	0.4129	0.0017	
			26.43	0.4311	0.0019	
			26.36	0.4168	0.0017	
R Cnc	11/03	0.37*	25.82	0.7269	0.0644	15.81±1.8445
			25.98	0.8275	0.0335	
RT Vir	11/03	0.14	24.58	0.6341	0.0212	22.72±1.2677
			24.74	0.6983	0.0259	
RX Boo	14/03	0.50	20.40	0.8172	0.0053	25.08±1.3126
			20.43	0.8033	0.0060	
	12/03	0.49	20.24	0.7766	0.0042	
			20.19	0.8004	0.0039	
	10/03	0.49	27.39	0.6629	0.0039	
			27.37	0.7166	0.0070	
	09/03	0.49	27.31	0.5539	0.0040	
			27.29	0.4313	0.0019	
X Her	12/03	0.78	19.85	0.9410	0.0173	11.11± 1.1691
U Her	14/03	0.25*	20.36	0.7179	0.0161	31.16±0.3516
			20.38	0.6253	0.0077	
	10/03	0.24*	26.9	0.8052	0.0137	
			26.84	0.3503	0.0014	
G Her	12/03	0.58	19.88	0.8655	0.0144	21.31±3.4203
			19.94	0.7413	0.0123	

TAB. 3.2: Résultats des observations Février-Mars 2000 en bande L

Sources	Magnitude	Type spectral	Diamètres (mas)	Phase	Type
α her	-3.7	M5 Ib-II	32.8$\pm$ 0.7	-	Supergéante
R leo	-3.2	M8 IIIe	44.5 $\pm$ 0.2	0.28	Mira
α Ori	-4.4	M I	40.2 $\pm$ 0.2	-	Supergéante
o Ceti	-3.7	M7 IIIe	43.5 $\pm$ 0.2	0.94	Mira

TAB. 3.3: Résultats des observations avant 2000 en bande L

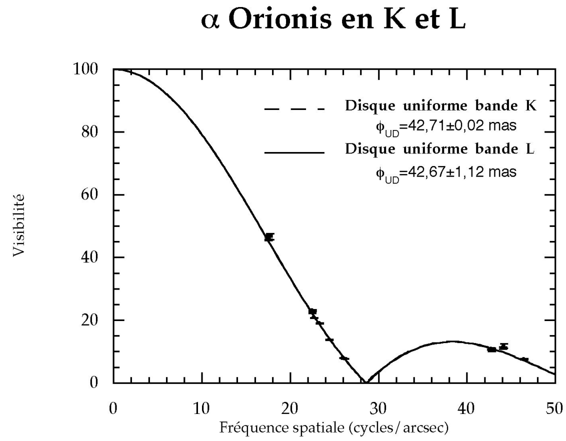
3.2.2 Les résultats précédents

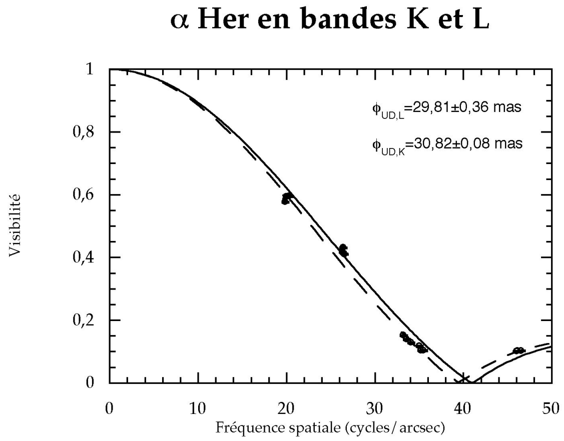
Sept étoiles avaient déjà été observées en bande L avant Mars 2000. Parmi elles, α Tau, α Boo, β Peg ainsi que les étoiles du tableau 3.3, que l'on retrouve parmi les observations de Février-Mars 2000.

3.2.3 Première analyse comparée des résultats en K et L

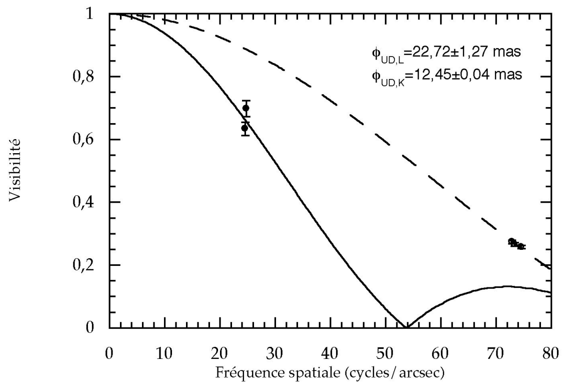
On trouvera ici les courbes de visibilité pour les étoiles observées dans les deux bandes à la même époque (Février-Mars 2000) à l'exception de α Ori, α Her, R Leo, pour lesquelles on dispose déjà de riches informations en K. On peut ainsi constater les différences de diamètre existant entre la bande K et la bande L à une même phase de l'étoile. La courbe en trait plein est le modèle de disque uniforme en L, alors qu'il est en pointillés en K. Les points de mesure en L sont des cercles pleins et ceux des mesures en K sont en cercles creux. La petitesse des barres d'erreurs fait qu'elles ne sont pas toujours visibles.

Les diamètres de disques uniformes

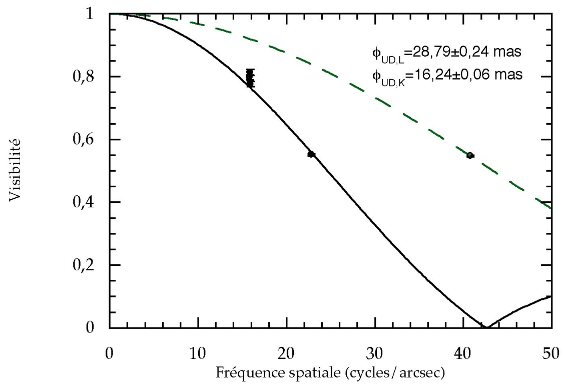




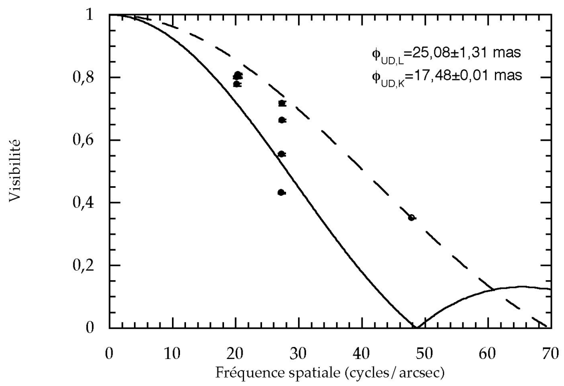
RT Vir K et L février-mars 2000



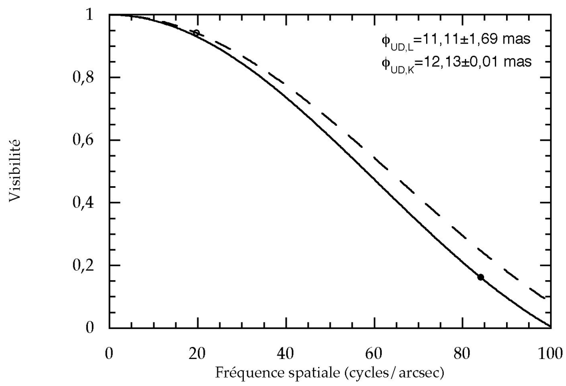
SW Vir en K et L février-mars 2000



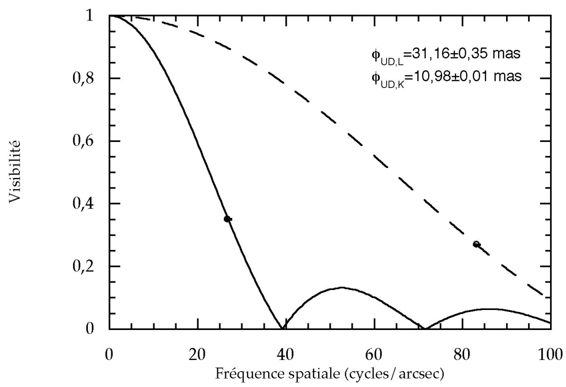
RX Boo K et L février-mars 2000



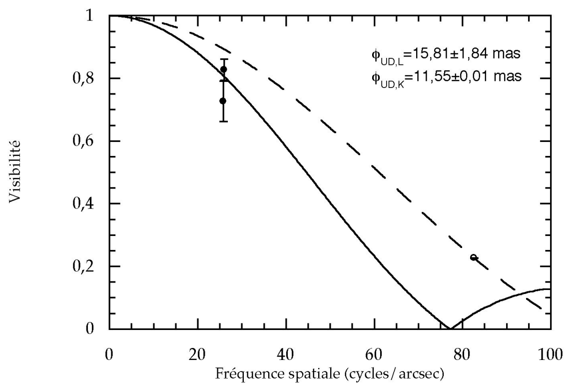
X Her en K et L février-mars 2000



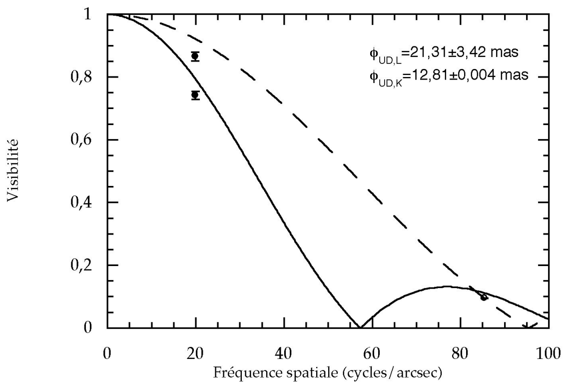
U Her en K et L février-mars 2000



R Cnc en K et L février-mars 2000



G Her en K et L février-mars 2000



Dépendance chromatique du diamètre et évolution stellaire

Les courbes ci-dessous représentent les rapports de diamètres angulaires ΔL/ΔK en fonction du type spectral de l'étoile (fig. 3.2), c'est-à-dire de sa température effective, ainsi qu'en fonction de son taux de perte de masse (fig. 3.1). Les valeurs des taux de perte de masse proviennent de Loup et al. (1993) et ont été réestimés en utilisant les distances données par Hipparcos.

En effet, Loup et al. (1993) estiment le taux de perte de masse de leurs étoiles en calculant des distances en supposant des luminosités de $10^4 L_\odot$ pour les étoiles de l'AGB et $10^5 L_\odot$ pour les Supergéantes de type M. Cette hypothèse étant très forte, on reprend ici leurs évaluations en utilisant les distances données par Hipparcos.

Etoile	αOri	G Her	X Her	U Her
Type spectral	M1I	M6III	M8	M7III
Paralaxe	7.63	9.03	7.26	1.64
Taux de perte de masse $10^{-7} M_{sol}/an$	2.11	2.22	5.55	0.009
Diamètre (mas) en L	42.67±1.12	21.31±3.420	11.11±1.691	31.16± 0.351
Diamètre (mas) en K	42.22±1.117	12.81±0.004	12.13±0.007	10.98± 0.011

Etoile	SW Vir	RT Vir	RX Boo
Type spectral	M7III	M8III	M7.5
Paralaxe	7.00	7.25	6.42
Taux de perte de masse $10^{-7} M_{sol}/an$	2.68	2.09	3.53
Diamètre (mas) en L	28.79±0.24	22.72±1.26	25.08±1.31
Diamètre (mas) en K	16.24± 0.063	12.45± 0.038	17.48± 0.013

TAB. 3.4: Caractéristiques des étoiles observées

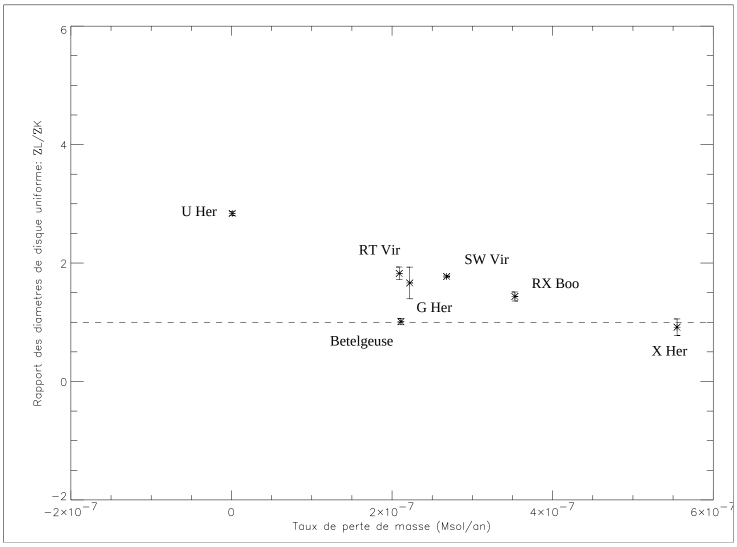


FIG. 3.1: Rapport des diamètres angulaires observés en K et en L par FLUOR: Φ_L/ϕ_K, en fonction du taux de perte de masse pour les étoiles observées en Février-Mars 2000. Les sources ont donc la même phase en K et en L.

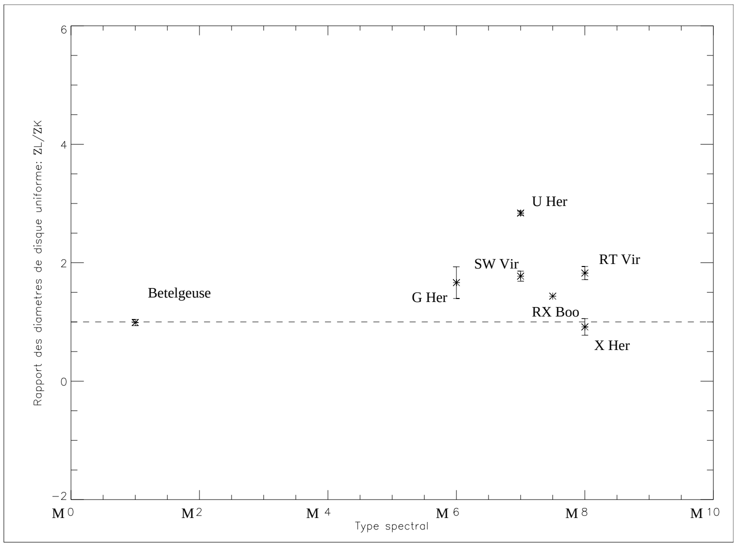


FIG. 3.2: Rapport des diamètres angulaires observés en K et en L par FLUOR: Φ_L/ϕ_K, en fonction du type spectral pour les étoiles observées en Fevrier-Mars 2000.

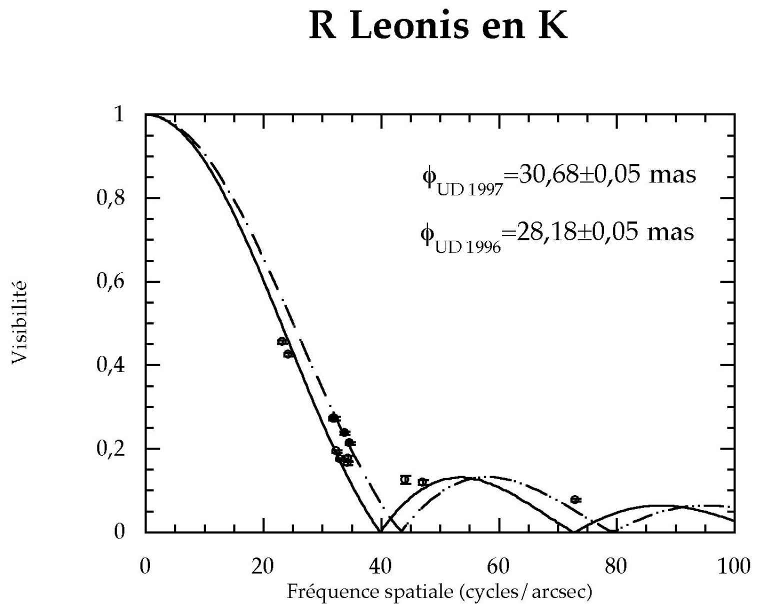


FIG. 3.3: Diamètres angulaires de R Leo observés en K à des phases différentes.

Pas de changement de diamètre pour α Ori et α Her entre K et L

Un autre résultat intéressant est l'évaluation du diamètre de la supergéante Betelgeuse. Les données antérieures en bande L proposaient un diamètre plus petit en L qu'en K. Or, selon les résultats actuels, on trouve le même diamètre dans les deux bandes. On peut constater sur la courbe de visibilité le bon accord entre ces deux valeurs. Pour α Her, une autre supergéante, on ne constate pas non plus de variation de diamètre entre les deux bandes. L'influence de la poussière semble donc limitée pour ce type d'étoile.

Les variations de diamètre de R Leo avec la phase de l'étoile.

Les mesures antérieures, parues dans Perrin et al. 1999 [PER 99], effectuées sur R leo, montrent une variation de diamètre en bande K en fonction de la phase de l'étoile (figure 3.3). La courbe en trait plein représente le meilleur ajustement de disque uniforme des données de 1997 (phase 0.26), le trait en pointillés mixte celui des mesures de 1996 (phase 0.24).

Comparons les données 2000 en bande L à une phase 0.85 (dont le meilleur ajustement de disque uniforme est représenté en trait mixte) et celles obtenues en 1998 à une phase de 0.3 (en trait plein). On constate, comme en bande K, une forte variation de diamètre avec la phase en bande L (voir la figure 3.4).

Ces courbes mettent en évidence les pulsations de l'étoile et les variations de diamètre qui les accompagnent.

Le mauvais ajutement des données 2000 en bande L dû à la dispersion des mesures s'explique par les fluctuations de la fonction transfert lors de ces observations (voir annexe B).

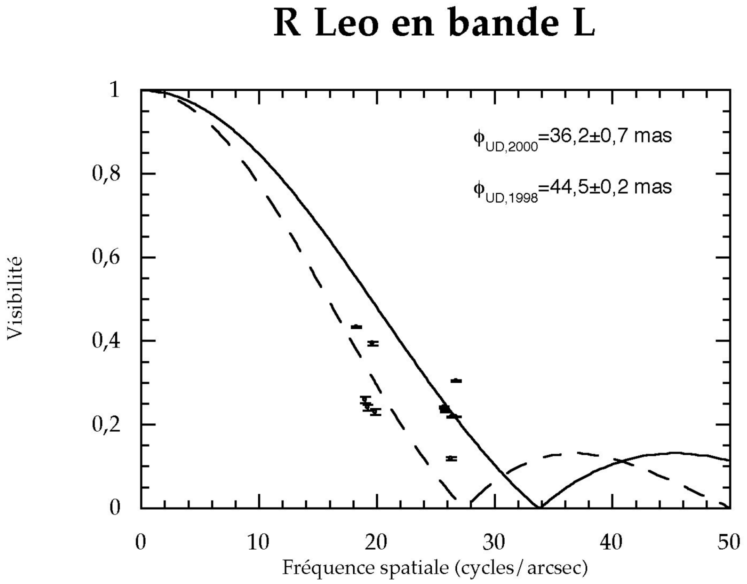


FIG. 3.4: Diamètres angulaires de R Leo observés en L à des phases différentes.

Chapitre 4

L'environnement des étoiles évoluées de l'AGB

4.1 La branche asymptotique des géantes (AGB), une phase finale de l'évolution stellaire

On sait que les étoiles se forment à partir du gaz interstellaire dans les nuages moléculaires massifs, denses et froids. Lorsque la masse du gaz est assez importante, le nuage devient gravitationnellement instable. Un fragment protostellaire s'effondre alors en chute libre formant une protoétoile très froide, d'un rayon d'environ 60 rayons solaires. Cette phase se termine lorsque l'équilibre hydrostatique est atteint, c'est-à-dire quand l'énergie gravitationnelle a suffisamment chauffé le gaz pour que sa pression compense les effets de la gravitation. L'étoile, entièrement convective, continue de se contracter, car elle rayonne son énergie gravitationnelle, seule source d'énergie. La contraction a pour effet d'augmenter la température centrale. L'étoile entre alors sur la séquence principale : les réactions nucléaires, conditionnées par de hautes températures, peuvent s'allumer dans le coeur, le transport de l'énergie devient radiatif, la phase de contraction est terminée. [PEQ]

Lorsque l'étoile a fini de brûler son coeur d'hydrogène, elle quitte la séquence principale et entre sur la branche des géantes rouges (RGB) où commence la dilatation de ses couches extérieures. Composée d'un coeur d'hélium inerte, elle produit son énergie par la fusion d'une fine couche d'hydrogène entourant son noyau d'hélium, jusqu'à ce que la température soit suffisante pour qu'un flash d'hélium transforme l'hélium en carbone dans son coeur. Débute alors une combustion plus calme de l'hélium central conduisant à la formation d'un noyau de carbone et d'oxygène dégénéré. L'étoile entre sur la branche asymptotique des géantes. La production d'énergie au début de cette phase est assurée par une simple couche d'hélium en fusion, puis vers la fin de l'AGB, l'étoile possède deux couches d'hydrogène et d'hélium alternées en fusion. Dans ces phases finales, la convection permet le mélange des produits de la fusion en couches et leur remontée vers la surface. Les atmosphères de ces étoiles possèdent initialement une composition chimique riche en oxygène liée à leur processus de formation à partir des nuages du milieu interstellaire. L'enrichissement en carbone qui accompagne les phases finales de l'AGB est un indicateur du stade d'évolution de l'étoile. Ainsi on distingue les étoiles dont l'abondance surfacique en oxygène est supérieure à l'abondance en carbone ("O-rich") et celles, plus évoluées, dont l'abondance en carbone domine ("C-rich").

Ce type d'étoile connaît généralement des variations d'éclat accompagnées de variations de diamètre apparent. L'étoile est soumise à des pulsations périodiques de durées variables. Dans une zone assez mal comprise au-dessus de la photosphère de l'étoile, les pulsations et d'autres phénomènes tels que des ondes de choc ou la présence de champ magnétique, font léviter du gaz de la photosphère. Une partie de ce gaz retombe sur l'étoile alors que l'autre partie est arrachée. Ce gaz se refroidit ensuite en s'éloignant de l'étoile et peut se condenser sous forme de grains de poussière. Ces grains sont alors poussés par la pression de radiation de l'étoile et entraînent avec eux le gaz par friction. Une caractéristique essentielle de ces objets évolués est donc leur perte de masse par l'éjection des couches externes dans une enveloppe circumstellaire. Leur taux de perte de masse est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-4} $M_{\odot}$/an. Le gaz et la poussière sont entraînés à des vitesses de l'ordre de 10-20 km/s. La température et la densité d'une telle enveloppe décroissent progressivement en s'éloignant de l'étoile, jusqu'à ce que l'opacité soit assez faible pour que commence la photodissociation des molécules du nuage circumstellaire par le rayonnement UV du milieu interstellaire. L'étude des étoiles de l'AGB et des mécanismes de perte de masse est essentielle pour comprendre et déterminer les phases finales du cycle de la matière entre étoiles et milieu interstellaire. Il est clair que l'enrichissement du milieu interstellaire et la naissance de nouvelles générations d'étoiles dépend fortement des mécanismes qui régissent les phases finales de l'évolution stellaire.

4.2 Les étoiles variables

De nombreuses étoiles ont un éclat variable causé par une variation de leur luminosité en fonction du temps. Ce ne sont pas nécessairement des binaires à éclipses, mais des étoiles qui connaissent une variation de leur luminosité propre. Il existe différents types de Variables parmi lesquels on distingue:

1. Les variables à courte période :
   - Les céphéides. Elles ont une période comprise entre 1 et 50 jours et une amplitude de variation d'éclat comprise entre 0,5 et 2 magnitudes. De plus, le spectre de ces étoiles de type compris entre F et K, change au cours de leur variation probablement à cause de l'atmosphère anormalement étendue de ce type d'étoile. Ce sont des étoiles du plan galactique.
   - Les RR lyrae. Elles ont une période beaucoup plus courte: quelques jours, leur spectre est également variable. Ce sont des étoiles surtout localisées dans les amas globulaires.
2. Les variables à longue période :
   - Les Miras. Elles ont une période de variation supérieure à 50 jours qui peut atteindre quelques milliers de jours. Leur variation d'éclat dépasse 2,5 magnitudes. De type spectral moyen M, N ou S ce sont des étoiles évoluées. Ce sont des Miras comme O Ceti, R Leo, U Her...
   - Les variables Semi-régulières et irrégulières. Elles ont des périodes comprises entre 30 et

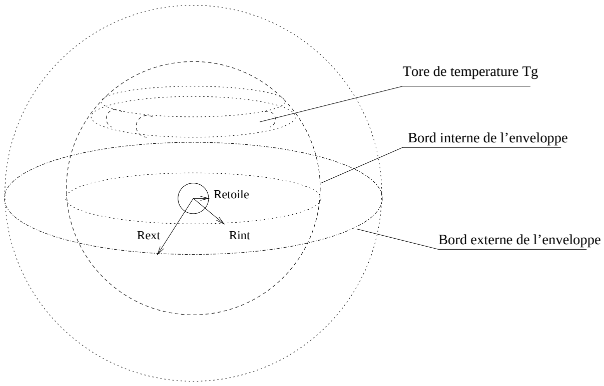


FIG. 4.1: Modèle d'enveloppe

1000 voire 2000 jours. Leur variabilité d'éclat est d'environ 1 à 2 magnitude. Parmi elles, SW Vir, RT vir, RX Boo...

3. Les étoiles éruptives:
   Les T tauri sont des étoiles très jeunes et montrent des variations rapides avec des éruptions tous les 1 ou 2 jours.
4. Les variables explosives :
   Les novae ou les supernovae sont des étoiles dont la variabilité est la conséquence de phénomènes violents et transitoires.

Les étoiles observées par FLUOR sont des étoiles variables de longue periode (LPV). Elles sont caractérisées par leur atmosphère étendue et possèdent donc un grand rayon qui les rend plus faciles à résoudre que des étoiles de la séquence principale. Ces étoiles sont également très lumineuses, ce qui facilite aussi leur observation. Cependant, soumises à des phénomènes de perte de masse, ces étoiles sont entourées d'une enveloppe de poussière encore mal comprise. L'interprétation des données interférométriques passe donc par la modélisation de telles enveloppes et des implications sur le rayonnement stellaire.

4.3 Un modèle numérique d'enveloppe de poussière

J'ai utilisé, pour tenter d'interpréter les données, un code initialement développé par B. Lopez [LOP 95] et actualisé par P. de Laverny de l'observatoire de la Côte d'Azur. Ce code est basé sur la modélisation de l'interaction entre le rayonnement émis par l'étoile et les grains de poussières qui constituent l'enveloppe de cette étoile. Il repose sur la méthode de Monte Carlo et simule un grand nombre d'événements indépendants. Le modèle suppose une géométrie sphérique. L'enveloppe de l'étoile est discrétisée en tores, c'est-à-dire découpée en secteurs angulaires et en coquilles, comme le montre la figure 4.1 Chaque section de tore est caractérisée par une température d'équilibre T_g qui assure l'égalité entre la luminosité monochromatique émise par un tore et la luminosité monochromatique qu'il absorbe (provenant de l'étoile et des autres tores).

4.3.1 Le rayonnement

Rappelons les équations du transfert radiatif. Tout d'abord considérons que l'étoile, seule source d'énergie, rayonne comme un corps noir dont l'intensité spécifique est donnée par la loi de Planck :

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^2}\frac{1}{\exp(\frac{hc}{\lambda kT} - 1)} \tag{4.1}$$

La luminosité monochromatique de l'étoile est donc

$$4\pi R_\star^2.(Fluxstellaire) = 4\pi R_\star^2.(\pi B_\lambda(T)) \tag{4.2}$$

Toutes les grandeurs calculées par le programme sont exprimées en fonction du rayon stellaire à priori inconnu. On réécrit donc la luminosité de l'étoile:

$$\frac{L_\lambda(T)}{R_\star^2} = 4\pi^2 B_\lambda(T) \tag{4.3}$$

On écrira ensuite $R_\star$=1. Le rayonnement de l'étoile est ensuite réparti en N paquets d'énergie, des "photons numériques", qui vont interagir avec les grains de l'enveloppe. On prendra N très grand, typiquement de l'ordre de cent mille. Nous allons considérer trois sources de rayonnement:

1. Le rayonnement direct de l'étoile qui subit l'absorption des grains de poussière et traverse l'enveloppe.
2. Le rayonnement de l'étoile diffusé par les grains de l'enveloppe
3. Le rayonnement propre des grains chauffés par l'étoile

Le rayonnement direct de l'étoile

Le code tire au hasard la position d'émission d'un photon sur l'étoile ainsi que la direction du rayonnement incident. L'enveloppe de poussière est caractérisée par une profondeur optique d'extinction tenant compte de l'absorption et de la diffusion par les grains. Si C_{abs} et C_{diff} sont les sections efficaces d'absorption et de diffusion, alors on a la section efficace d'extinction,

$$C_{ext}(\lambda) = C_{abs(\lambda)} + C_{diff}(\lambda) \tag{4.4}$$

qui est proportionnel à la surface totale du grain interceptant le faisceau de lumière incident. La profondeur optique s'écrit alors:

$$\tau_{ext}(\lambda) = \int < C_{ext}(\lambda) > n(r)dr \tag{4.5}$$

avec n(r) la densité en nombre de grains qui respecte l'hypothèse de symétrie axiale.

La valeur moyenne est calculée sur la distribution en taille des grains. Cette dernière est une fonction du rayon 'a' des grains. C'est une loi du type: $n(a) = a^\alpha$. On prendra $\alpha = -3,5$, qui est une loi empirique caractréristique de la répartition des grains dans le milieu interstellaire. Le rayonnement émergeant de l'enveloppe et provenant uniquement de l'étoile est donc donné par:

$$\frac{4\pi^2 B_\lambda(T_{eff})}{N}.e^{-\tau_{ext}(\lambda)} \tag{4.6}$$

La diffusion et l'absorption par les grains de l'enveloppe

Une partie du rayonnement interagit avec l'enveloppe. La luminosité disponible pour l'interaction est celle qui n'est pas sortie de l'enveloppe, soit:

$$(1 - e^{-\tau_{ext}(\lambda)}).\frac{4\pi^2 B_\lambda(T_{eff})}{N} \tag{4.7}$$

L'albédo γ d'un grain qui définit la proportion d'énergie diffusée par rapport à celle reçue:

$$\gamma(\lambda) = \frac{C_{diff}(\lambda)}{C_{ext}(\lambda)}, \tag{4.8}$$

permet d'écrire la luminosité diffusée par un grain (avec $R_\star$=1) :

$$\gamma(\lambda).(1 - e^{-\tau_{ext}(\lambda)}).\frac{4\pi^2 B_\lambda(T_{eff})}{N} \tag{4.9}$$

Le reste de l'énergie est absorbé par le grain et va chauffer ce dernier qui émettra ensuite son rayonnement propre. La luminosité absorbée par un grain est:

$$(1 - \gamma(\lambda)).(1 - e^{-\tau_{ext}(\lambda)}).\frac{4\pi^2 B_\lambda(T_{eff})}{N} \tag{4.10}$$

Ensuite, le photon diffusé par les grains subit le même processus d'interaction que le photon incident. C'est-à-dire qu'une partie de la luminosité sort directement de l'étoile, le reste étant diffusé et absorbé par d'autres grains. Le code réitère ainsi un nombre fini mais très grand d'interactions entre la poussière et le rayonnement stellaire .

L'émission propre des grains

Le code calcule le profil de température dans l'enveloppe en faisant l'approximation que tous les grains d'un même tore possèdent la même température: T_g. On suppose que l'équilibre thermique est réalisé dans chaque cellule. Ainsi, la luminosité rayonnée par un grain n'est autre que:

$$4\pi^2 B_\lambda(T_g) < C_{abs} > \tag{4.11}$$

où la surface émettrice du grain est définie comme étant sa section efficace d'absorption.

4.3.2 La poussière de l'enveloppe

Le code de transfert du rayonnement considère des grains de poussière sphériques. Cette simplification permet de calculer, grâce à la théorie de Mie, les propriétés optiques des grains, telles que leurs sections efficaces d'absorption et de diffusion. Ceci est réalisé par une partie du programme élaborée par J.M Perrin de l'observatoire de Haute Provence. On supposera ici que l'enveloppe n'est constituée que de silicates ("astronomical silicate" de B.T Draine [DRAI] de et on fait l'hypothèse que les grains sont tous condensés à partir du bord interne de l'enveloppe. Notons enfin qu'une hypothèse importante de ce programme est l'homogénéité des propriétés des grains : on trouve la même proportion de gros grains et de petits grains quelle que soit la distance de l'étoile à laquelle on se trouve.

4.3.3 Les paramètres du modèle

Le code permet de tester différents paramètres tels que la température de l'étoile T_{eff}, la position du bord interne r_{int} et du bord externe r_{ext} de l'enveloppe entre lesquels la poussière est répartie. Il permet également de fixer la profondeur optique τ_λ. La loi de densité des grains ***n(r)*** est également un paramètre important que l'on peut modifier. On peut aussi changer le type de grains considéré ou bien leur distibution en taille. Enfin le rayon de l'étoile $r_\star$ est le paramétre qui nous intéresse le plus car il est fortement contraint par les observations de FLUOR en bande K.

4.3.4 Courbes de flux et courbes de visibilité

Le programme produit séparément les courbes de densités spectrales d'énergie provenant du rayonnement direct de l'étoile, du rayonnement diffusé par la poussière et de l'émission propre des grains, ainsi que le flux total, superposition de ces trois composantes.
Le code calcule le profil de température autour de l'étoile, à partir duquel on peut déduire des courbes de visibilités théoriques qui permettent de juger de la pertinence des paramètres des modèles en fonction de leur accord, plus ou moins bon, avec les mesures expérimentales.

Chapitre 5

Étude particulière de trois étoiles : α Ori, SW Vir et RLeo

Nous allons maintenant étudier les cas particuliers de trois étoiles. Ces étoiles ont été choisies car on dispose, pour elles, de données interférométriques en bande K et en bande L, ainsi que de nombreuses données photométriques [MON 98], [WAN 86], et les catalogues du CDS de l'observatoire de Strasbourg. De plus, α Ori et R Leo ont été étudiées dans Danchi et al. (1994) [DAN 94] à 11.15 μm. Enfin, le choix d'une supergéante, d'une semi-régulière et d'une Mira permet de voir les particularités de ces étoiles.

5.1 Une supergéante: α Orionis

L'étoile Bételgeuse (α Ori) est une supergéante de type spectral M1I. Rappelons que dans la définition du type spectral, la lettre désigne la position de l'étoile sur une échelle de température décroissante O B A F G K M et le chiffre arabe permet de classer plus précisément les étoiles de même type spectral, toujours en fonction de leur température. On classe également les étoiles en fonction de leur luminosité. Le chiffre romain caractérise l'éclat de l'étoile. Ainsi des plus brillantes aux plus faibles, on trouve les supergéantes (I), les géantes brillantes (II), les géantes (III), les sous géantes (IV), les naines (V) qui sont sur la séquence principale, comme le soleil, les sous naines (VI) et les naines blanches(VII). Betelgeuse est une supergéante froide, dont la température effective est d'environ 3500 K. C'est une étoile assez peu évoluée, qui a un taux de perte de masse modéré de l'ordre de $3.110^{-7}M_{\odot}/an$ selon Loup et al. [LOU 93] pour une distance de 190pc. Elle est reconnue comme une variable semi-régulière SRc de période 2070 jours environ (entre 5 et 6 ans). L'amplitude maximale de la variation de magnitude observée dans le visible est de 0.88 (1.3 au minimum et 0,42 au maximum), ce qui est une variation assez faible. Située à environ 157pc d'après sa parallaxe mesurée par Hipparcos, on réévalue son taux de perte de masse en fonction de celui de Loup et al à 2.11 10^{-7} $M_{\odot}$/an.

Type spectral	Variabilité	Période	Distance	Taux de perte de masse
M1I	Semi-régulìre	2070 jours	157pc	$2.10^{-7} M_{\odot}/an$

TAB. 5.1: Caractéristiques de Bételgeuse

Source	JP11						
Filtre	U	B	V	R	I	J	K
$\lambda_0 (\mu m)$	0.36	0.44	0.55	0.7	0.90	1.25	2.2
Magnitude observée	4.36	2.29	0.40	-1.19	-2.47	-2.93	-4.01
$e(\lambda_0)$ $10^{-8} (W.m^{-2} \mu m^{-1})$	0.078	0.87	2.71	5.27	8.07	5.05	1.57
$\lambda_0.e(\lambda_0)$ $10^{-8} (W.m^{-2})$	0.028	0.38	1.49	3.69	7.27	6.31	3.44

TAB. 5.2: Données photométriques du catalogue JP11 pour Bételgeuse

5.1.1 Les données observationnelles

Pour pouvoir contraindre les modèles d'enveloppe circumstellaire, grâce au code de transfert radiatif à travers la poussière, une première étape est de reproduire le mieux possible la densité spectrale d'énergie de l'étoile observée.

Les données photométriques

Pour contraindre l'allure de la densité spectrale d'énergie (SED), on utilise des données à basse résolution spectrale qui permettent de couvrir un large spectre, s'étendant de 0.1 à 1000 μm. On utilisera les magnitudes de α Ori répertoriées dans le catalogue de Johnson JP11, accessible par l'intermédiaire de Simbad (CDS, Observatoire de Strasbourg). On obtient alors le flux stellaire par:

$$e(\lambda_0) = e_0.10^{-m(\lambda_0)/2.5} \tag{5.1}$$

On dispose par ailleurs des flux d'IRAS pour Bételgeuse, à 12, 25, 60 et 100 μm (voir tab. 5.3) Par ailleurs, α Ori a été étudiée notamment par Danchi et al. [DAN 94] de l'UCB (University of California in Berkeley), qui ont publié en 1994 un spectre de Betelgeuse mesuré par le spectrographe basse résolution (LRS) d'IRAS et dont on trouve un échantillonnage dans le tableau 5.4.

Les données interférométriques

Les contraintes du modèle sont données par des observations de Bételgeuse à plusieurs longueurs d'onde. Dans le proche infrarouge, on utilise les mesures de visibilité déduites des observations de Février-Mars 2000 L(3,1-4,6μm), tableau 5.6, ainsi que des mesures plus anciennes en bande K(2-2,4μm), tableau 5.5. Betelgeuse étant une supergéante qui ne connaît pas de grandes

Source	JP11				IRAS			
Filtre	L	M	N	H				
$\lambda_0(\mu m)$	3.4	5.0	10.2	1.65	12	25	60	100
Magnitude observée	-4.60	-4.43	-4.02	-3.73				
$e(\lambda_0)$ $10^{-12}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$	0.48	0.089	0.009	2.17	97.5 Jy	8.36 Jy	0.25Jy	0.03 Jy
$\lambda_0.e(\lambda_0)$ $10^{-10}(W.m^{-2})$	3.44	1.63	0.446	0.087	11.7	2.09	0.15	0.03

TAB. 5.3: Données photométriques des catalogues JP11 et de l'IRAS pour Bételgeuse

$\lambda(\mu m)$	8	9	10	11	12	13	14	15
$\lambda.e(\lambda)(10^{-10}W.m^{-2})$	0.2	0.15	0.16	0.12	8.0	6.1	5.2	4.5

$\lambda(\mu m)$	16	17	18	19	20	21	22
$\lambda.e(\lambda)(10^{-10}W.m^{-2})$	6.0	5.9	5.8	3.8	3.0	3.7	2.4

TAB. 5.4: Données photométriques mesurées par le LRS d'IRAS, article de Danchi et al. (1994)

variations de luminosité, on suppose qu'on peut utiliser des mesures de visibilité effectuées à des phases différentes.

En ce qui concerne l'infrarouge plus lointain, on prendra les mesures faites avec ISI à 11,15μm entre 1988 et 1992 publiées dans Danchi et al. (1994) tab. 5.7.

5.1.2 Les paramètres du modèle

La géométrie de l'enveloppe

On se place dans l'approximation de symétrie sphérique. La position du bord interne de l'enveloppe est important car il détermine la température de chauffage des grains : plus celui-ci est proche de l'étoile et plus la contribution de l'émission propre des grains est importante. De plus, le maximum d'émission se décale alors vers les plus faibles longueurs d'onde et l'allure du spectre de flux d'énergie est fortement modifié. L'article de Danchi et al. (1994) propose un modèle de coquille de poussières pour expliquer les mesures d'ISI à 11,15μm. Cette coquille, très fine et assez éloignée de l'étoile centrale, semble indiquer un processus de perte de masse épisodique qui laisse une zone vide de poussières entre l'étoile et son enveloppe.

Les données interférométriques à 11.15μm semblent en effet indiquer, comme le suggère Danchi, une absence de poussière près de l'étoile, à des distances inférieures à 0.9". L'absence de chute dans la courbe de visibilité au-delà de $2.10^5 rad^{-1}$ s'oppose à un modèle d'enveloppe étendue.

Les caractéristiques des grains

On utlise des "silicates astrophysiques" [DRAI] sphériques, dont le rayon a est compris entre 0.005 et 0.25 μm , et qui obéissent à une loi de répartition en a^α.

Données 1996 en bande K			
Fréquence spatiale Cycle/arcsec	Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
24.43	50.81	0.1382	0.0011
23.340	48.54	0.1897	0.0014
22.70	47.22	0.2077	0.0008
22.50	46.8	0.2233	0.0009
46.48	96.67	0.0756	0.0020
44.08	91.68	0.1119	0.0037
Données 1997 en bande K			
Fréquence spatiale Cycle/arcsec	Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
42.81	89.04	0.1063	0.0052
42.73	88.85	0.1091	0.0030

TAB. 5.5: Données FLUOR sur Bételgeuse en bande K

Données 2000 en bande L			
Fréquence spatiale Cycle/arcsec	Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
25.99	54.05	0.0801	0.00040
26.18	54.45	0.0773	0.00030
17.72	36.85	0.4666	0.0093
17.55	36.50	0.460	0.00610
17.54	36.48	0.4646	0.0060

TAB. 5.6: Données FLUOR sur Bételgeuse en bande L

Données ISI en bande N			
Fréquence spatiale (cycles/arcsec)	Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
0.86	1.8	0.575	0.02
0.96	2	0.585	0.02
1.20	2.5	0.625	0.02
1.44	3	0.600	0.02
3.37	7	0.590	0.02
3.82	8	0.575	0.02
4.33	9	0.610	0.02
4.80	10	0.575	0.02
5.29	11	0.575	0.02
5.53	11.5	0.425	0.02
5.77	12	0.500	0.02

TAB. 5.7: Données interférométriques d'ISI à 11.15μm

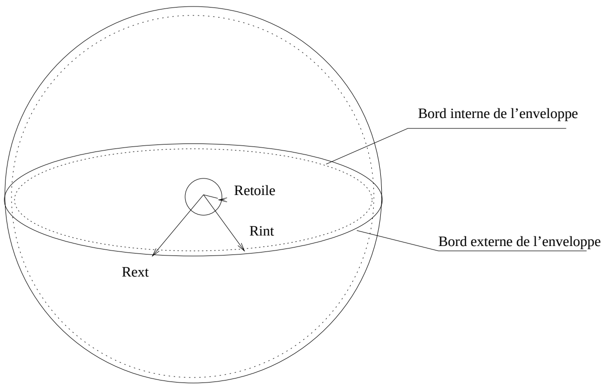


FIG. 5.1: Géométrie du modèle d'enveloppe de Bételgeuse

Grains	a_{min}	a_{max}	α
Silicates	0.005	0.25	-3.5

TAB. 5.8: Caractéristiques des grains

La densité de l'enveloppe

On peut utiliser une loi de densité de poussière en $1/r^2$, ce qui revient à faire l'hypothèse d'une loi de densité stationnaire, d'après l'équation de conservation de la masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho.\vec{v}) = 0 \tag{5.2}$$

cela donne en coordonnées sphériques

$$\frac{1}{r^2}.\frac{\partial(r^2.\rho v)}{\partial r} = 0 \tag{5.3}$$

$$r^2.\rho.v = cste \tag{5.4}$$

Si de plus, on suppose que la vitesse d'expansion de la poussière dans l'enveloppe est constante, alors on a:

$$\rho \propto \frac{1}{r^2} \tag{5.5}$$

Plutôt que de prendre une densité en r^{-2}, on se servira ici d'une enveloppe dont la densité de grains est plus piquée près du bord interne comme le suggère [DAN 94]. Ainsi on tient compte des processus d'accélération des grains par le gaz mis en mouvement sous la pression de radiation de l'étoile. On utilise alors une distribution radiale de poussière du type :

$$n(r) \propto \frac{1}{r^2} \frac{1}{(1 - \frac{r_{int}}{r})^{1/2}} \tag{5.6}$$

Les paramètres du modèle de Danchi et al. sont les suivants :

T_{eff}	$\tau_1 1$	$r_{int}(r_\star)$	$r_{ext}(r_\star)$	$r_\star(mas)$
3640	0.0065	45.87	48.16	21.8

TAB. 5.9: Paramètres du modèle d'enveloppe pour Bételgeuse

où r_{int} et r_{ext} sont exprimés en fonction du rayon $r_\star$ de l'étoile. La température effective de l'étoile utilisée par Danchi est du même ordre de grandeur que celle évaluée par FLUOR avec un modèle de disque uniforme et qui est de l'ordre de 3521K. J'ai repris ces paramètres pour modéliser les données de FLUOR sur Bételgeuse. Le rayon stellaire optimal est alors estimé à 21.12 mas selon ce modèle plutôt que 21.8 mas. Les diamètres de disques uniformes ajustant les données K et L étant estimés à 21.3 mas dans les deux bandes, on peut constater le bon accord de ces évaluations. Les paramètres optimaux pour modéliser la visibilité à 11.15 μm permettent donc

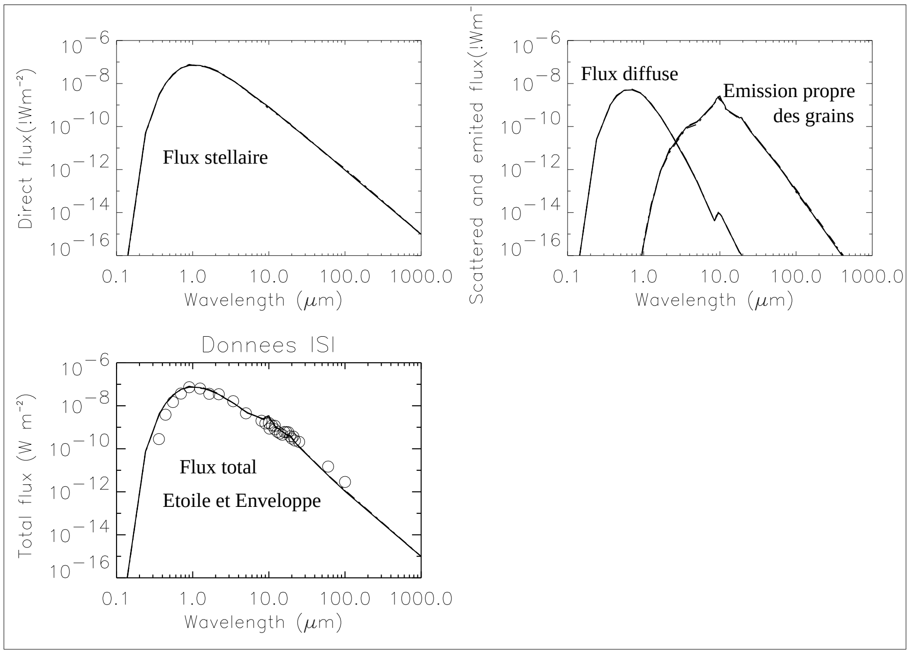


FIG. 5.2: Densité spectrale d'énergie de Betelgeuse

de rendre compte des observations récentes de FLUOR dans le proche infrarouge. J'ai également évalué un taux de perte de masse à partir des paramètres de ce modèle (voir Annexe A). On trouve alors : 3.06 10^{-6} $M_{\odot}/an$. Cette valeur est compatible avec celle proposée par Danchi et al. [DAN 94], mais diffère des estimations de Loup et al. [LOU 93] d'un facteur 10.

5.1.3 Résultats et discussion

La densité spectrale d'énergie

Sur la figure 5.2, en haut à gauche est représenté le flux direct de l'étoile après la traversée de l'enveloppe de poussière. A droite, on visualise le flux d'énergie diffusé par les grains de l'enveloppe (courbe de gauche) et le flux résultant de l'émission propre des grains. En bas à gauche, on peut voir la densité spectrale d'énergie totale qui est la somme de ces trois contributions. Les points représentent les données observationnelles reportées sur le graphe. On peut voir que c'est le rayonnement stellaire traversant la poussière qui domine sur une grande gamme de longueurs d'onde. La contribution de la poussière intervient peu et seulement au-delà de 10μm. Bételgeuse est une étoile peu évoluée, et un modéle d'enveloppe, fine et éloignée, reproduit bien les données photométriques.

Les courbes de visibilité

Si l'on trace maintenant les courbes de visibilité déduites de ce modèle, on obtient les résultats en bande K (fig.5.3), en bande L (fig.5.4) et en bande N (fig.5.5). Les points sur les courbes sont les

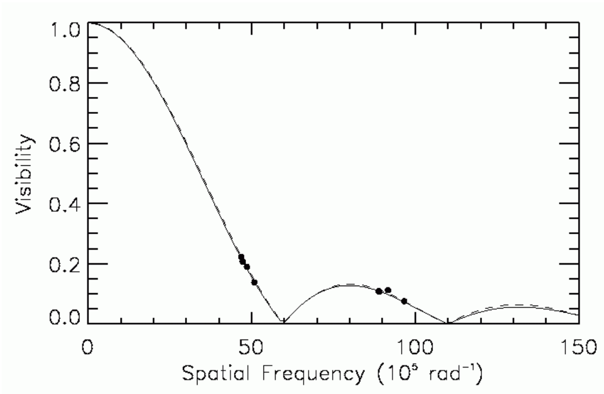


FIG. 5.3: Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande K

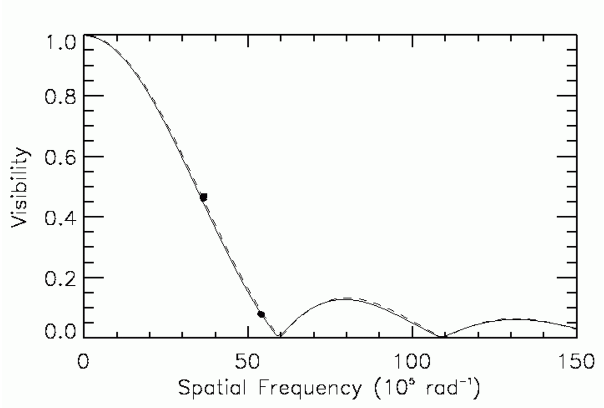


FIG. 5.4: Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande L

données observationnelles. Les courbes en pointillés représentent un modèle de disque uniforme de rayon stellaire 21.12 mas.

La visibilité du modèle en bande K est proche de celle obtenue dans le cas d'un modèle de disque uniforme (courbe en pointillés).

Le modéle reproduit également les données observationnelles en bande L. En outre, il n'y a pas de différence de diamètre entre la bande K, la bande L et un diamètre stellaire de disque uniforme. On distingue donc l'étoile à travers la poussière.

On vérifie qu'à 2.2 et 3.6 μm le modèle est cohérent avec les données interférométriques à 11.15 μm d'ISI. On distingue clairement sur la courbe 5.5 la contribution de l'étoile et celle de l'enveloppe. La partie piquée de la visibilité, aux faibles fréquences spatiales (inférieures à 2 10^5 rad^{-1}), représente la transformée de Fourier de la distribution d'intensité provenant de l'enveloppe de grand diamètre. Le plateau aux grandes fréquences spatiales met en évidence l'étoile centrale peu résolue à 11.15 μm. La courbe en pointillés représente un modèle de disque uniforme. On peut donc voir que l'enveloppe est beaucoup plus étendue que l'étoile seule.

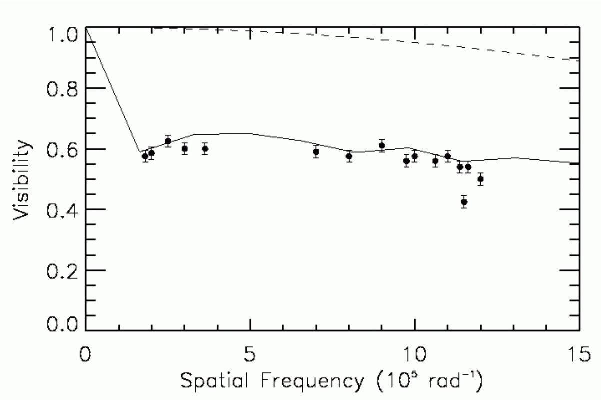


FIG. 5.5: Courbe de visibilité de Betelgeuse en bande N

Type spectral	Variabilité	Période	Distance	Taux de perte de masse
M7III	Semi-reg.	150 jours	144 pc	$2.39.10^{-7}M_{\odot}/an$

TAB. 5.10: Caractèristiques de SW Vir

La modélisation de Bételgeuse par le code de transfert du rayonnement à travers la poussière arrive bien à rendre compte des données aussi bien photométriques qu'interférométriques, et ce à différentes longeurs d'onde. Cela n'est pas étonnant puisque la poussière ne joue pas un rôle très important dans le cas de α Ori. On constate que les données de FLUOR dans le proche infrarouge sont cohérentes avec un tel modèle et contraignent bien le diamètre de l'étoile. Pour mettre plus en évidence le rôle de la poussière, il est intéressant d'étudier le cas d'étoiles plus évoluées comme SW vir et R Leo par exemple.

5.2 Modélisation d'une Semi-régulière : SW Vir

SW Vir est une étoile semi-régulière de type M7III de période de pulsation de 150 jours. Avec une parallaxe de 7 mas mesurée par Hipparcos, on estime sa distance à 144 pc. C'est une étoile qui connaît des variations d'éclat atteignant 1.2 magnitudes (9.4 au minimum et 8.2 au maximum). A l'aide de données à haute résolution spectrale sur les raies du CO dans son enveloppe, Loup et al. [LOU 93] (1993) ont évalué le taux de perte de masse de SW Vir à $5.7.10^{-7}Msol/an$ en considérant une distance de 211 pc. Ce qui donne avec la distance d'Hipparcos un taux de perte de masse de $2.39.10^{-7}$ $M_{\odot}$/an.

Source	IRC				
Filtre	U	B	V	I	K
$\lambda_0(\mu m)$	0.36	0.44	0.55	0.90	2.2
e_0	4.35	7.20	3.92	0.83	0.03
$10^{-8}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$					
Magnitude observée	9.29	8.57	7.02	2.29	-1.74
$e(\lambda_0)$ $10^{-10}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$	0.084	0.26	0.609	11	19.4
$\lambda_0.e(\lambda_0)$ $10^{-10}(W.m^{-2})$	0.0301	0.118	0.335	9.06	42.6

TAB. 5.11: Données photométriques du catalogue infrarouge IRC pour SW Vir

Source	IRAS		
$\lambda_0(\mu m)$	12	60	100
$e(\lambda_0)$ $10^{-10}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$	681 Jy	49.45 Jy	15.15 Jy
$\lambda_0.e(\lambda_0)$ $10^{-10}(W.m^{-2})$	17	2.47	0.455

TAB. 5.12: Données photométriques du catalogue infrarouge IRAS pour SW Vir

5.2.1 Les contraintes observationnelles

Les données photométriques

J'ai utilisé, pour SW Vir, les données à basse résolution spectrale de l'IRC, catalogue infrarouge qui donne les magnitudes de SW Vir dans plusieurs bandes de longueur d'onde: U,B,V,K,I, pour contraindre l'allure de la densité spectrale d'énergie. Par ailleurs, des données IRAS fournissent les flux à 12, 60 et $100\mu m$. Ces valeurs sont résumées dans le tableau ci dessous (tableaux 5.11 et 5.12)

On trouve dans Monnier et al. (1998) [MON 98] des observations spectro-photométriques entre 8 et $13\mu m$ pour 30 étoiles de type tardif, parmi lesquelles SW Vir dont les données sont reproduites ici aussi tab.5.13 Enfin, Wannier et al. (1986) [WAN 86] donnent une mesure de la magnitude de SW Vir à $5\mu m$, ce qui finalement permet une bonne couverture à basse résolution spectrale du spectre de SW Vir à $\lambda \geq 8\mu m$

$\lambda(\mu m)$	8	9	9.4	9.7	10	11	12	13
$\lambda.e(\lambda)(10^{-10}W.m^{-2})$	3.16	2.12	2.21	2.57	2.36	2.11	1.67	1.69

TAB. 5.13: Données photométriques de l'article de Monnier et al. 1998

Données 2000 en bande K		
Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
84.45	0.5477	0.0029

Données 2000 en bande L		
Fréquence spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude
33.01	0.7762	0.0082
32.93	0.8133	0.0094
32.80	0.798	0.0074
47.23	0.5511	0.003

TAB. 5.14: Données interférométriques de FLUOR en bande K et L.

Les données interférométriques

Les mesures de visibilité utilisées ici sont celles obtenues lors des runs de Février-Mars 2000 par FLUOR sur IOTA en bande K et en bande L pour SW Vir que j'ai réduites au mois d'Avril. Le tableau 5.14 résume les fréquences spatiales explorées et les visibilités évaluées en ces points. Il est à noter que ces observations ont été effectuées à la même époque. Par conséquent, on peut considérer que la phase de l'étoile n'a pas changé entre les mesures en K et en L.

5.2.2 Les paramètres du modèle

Contrairement à Bételgeuse, pour laquelle je disposais de paramètres stellaires proposés par Danchi et al. SW Vir, est une étoile qui n'a pas été modélisée. J'ai donc cherché le meilleur ensemble de paramètres pouvant rendre compte des contraintes photométriques et interférométriques.

La température effective

La température est la contrainte principale du modèle car on suppose un rayonnement de corps noir pour l'étoile. Le spectre de puissance modélisé de l'étoile dépend directement de T_{eff} dans le visible, là où la contribution de l'étoile domine les effets de l'enveloppe. Le meilleur ajustement aux données de l'IRAS et de l'IRC est obtenu avec $T_{eff} = 2800K$. Ceci est compatible avec la valeur 2921 $\pm$ 110 K que l'on trouve dans Perrin et al. (1998), déduite du flux bolométrique de SW Vir et en prenant un diamètre stellaire de disque uniforme de 16.81$\pm$0.05 mas.

La géométrie de l'enveloppe

J'ai fait l'hypothèse, comme pour Bételgeuse, d'une enveloppe sphérique. J'ai également utilisé les mêmes propriétés de grains que dans le modèle précédent (table 5.8)

Enfin, j'ai pris dans un premier temps une densité de grains du type :

$$n(r) = r^{-2} \tag{5.7}$$

Rayons interne et externe de l'enveloppe

Danchi et al. (1994) distiguent deux classes d'objets : dans un premier temps, les étoiles comme α Ori, α Her, α Sco qui possèdent une enveloppe lointaine de poussières froides, dont le rayon interne se situerait au-delà de 10 rayons stellaires de l'étoile; dans un deuxième temps, des étoiles comme Mira, R leo, VY Cma avec une enveloppe située à 2 ou 3 rayons stellaires. Cela suggère des mécanismes différents de perte de masse pour ces deux types d'étoiles comme une éjection de matière plus continue dans le second cas que dans le premier.

SW Vir est une étoile de type M7III. Elle apparaît plus proche du second type d'étoile (avec une enveloppe proche et chaude) que du premier. Dans un premier temps, considérons donc une enveloppe de poussières de rayon interne égal à 3 rayons stellaires. C'est donc une enveloppe proche de l'étoile. La température des grains à cette distance est proche de leur température de condensation (environ 1000-1500K). C'est donc là une zone de formation de poussière, que l'on devrait pouvoir observer en bande L.

La profondeur optique

J'ai utilisé une profondeur optique dans l'enveloppe de 0.25 à 11μm qui permet de rendre compte des données photométriques de grande longueur d'onde. En effet, on constate qu'au-delà de 10μm, la distribution spectrale du flux d'énergie s'éloigne de celle d'un corps noir. En revanche, à ces longueurs d'onde, la diffusion par la poussière du rayonnement stellaire et l'émission propre des grains deviennent prépondérantes. En augmentant progressivement l'épaisseur optique, on augmente donc l'importance du rôle de la poussière.

5.2.3 Résultats et discussion

Je présente ici deux types de modèles pour SW Vir, dont la différence réside dans la loi de densité utilisée.

SW Virginis 1

L'ensemble des paramètres utilisés pour modéliser les observations de SW Vir sont résumés dans le tableau 5.16

T_{eff}	τ_{11}	$r_{int}(r_\star)$	$r_{ext}(r_\star)$	$r_\star$ (mas)	Densité
2700	0.25	3	1000	7.4	r^{-2}

TAB. 5.15: Paramètres du modèle SW Vir1

J'ai évalué le taux de perte de masse, en fonction de ces paramètres selon la procédure décrite en A, à : 4.3 10^{-7} $M_\odot$/an. Cette valeur est compatible avec celle publiée dans Loup et al. [LOU 93].

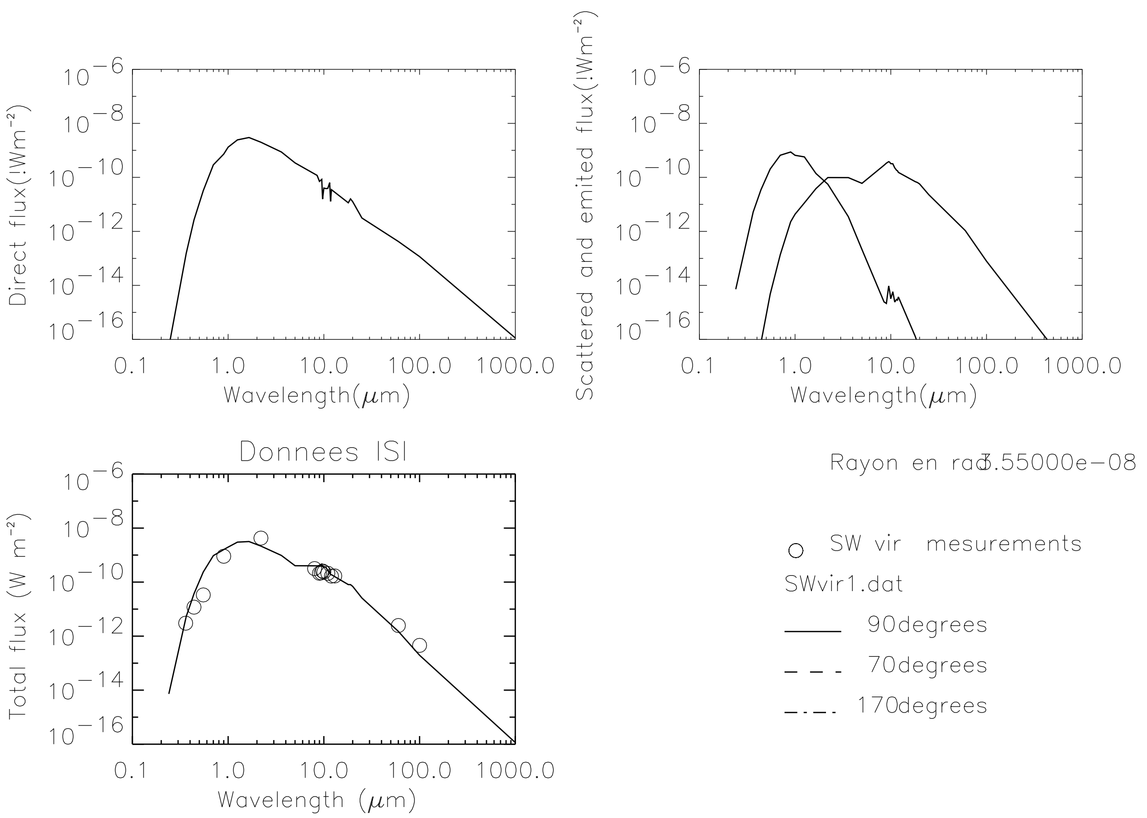


FIG. 5.6: Densités spectrales d'énergie pour le modèle SW Vir1. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique

Les densités spectrales de puissance

Les courbes 5.6, ci-dessus, sont les résultats de la modélisation de SW Vir par le code de transfert de rayonnement. Sur la figure, en haut à gauche, est tracé le flux direct de l'étoile après la traversée de l'enveloppe de poussière. La figure en haut à droite représente le flux d'énergie dû à la poussière, où l'on peut distinguer la diffusion du rayonnement stellaire par les grains (courbe de gauche) et l'émission propre de ces derniers (courbe de droite). Enfin, la figure en bas à gauche est la somme de ces trois contributions et représente donc le flux d'énergie total de SW vir.

Les Courbes de visibilité

Après le calcul de la transformée de Fourier du profil de brillance de SW Vir avec ces paramètres, on obtient les courbes de visibilité théoriques (fig.5.7) pour la bande K et (fig.5.8) pour la bande L. On compare ces courbes aux données de FLUOR.

On constate que lorsqu'on impose un rayon stellaire compatible avec les données en bande K, il y a désaccord avec les observations en bande L. En effet, le modèle surestime la courbe de visibilité de SW Vir en bande L. Les observations prévoient autour de 3.6μm une structure plus

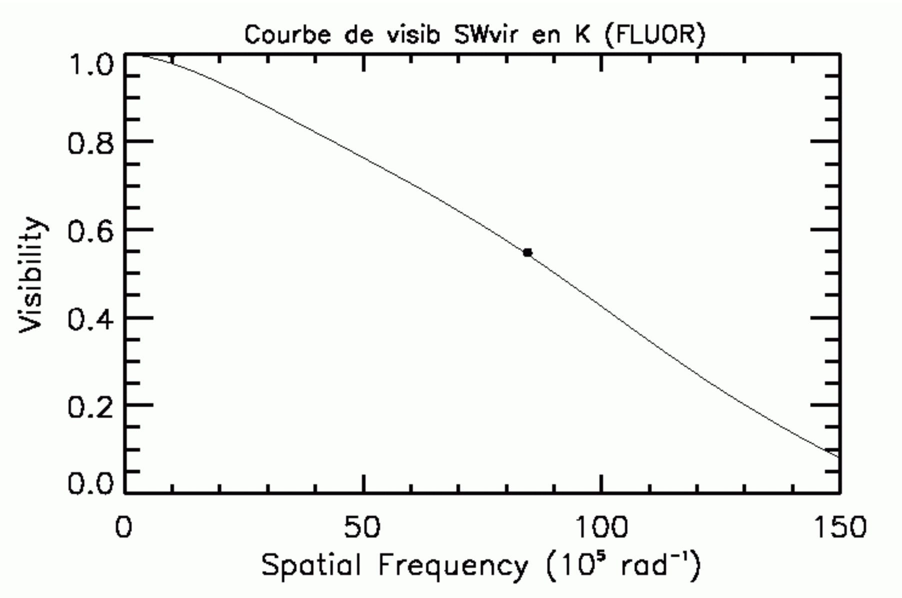


FIG. 5.7: Visibilité de SW Vir modélisée, en bande K

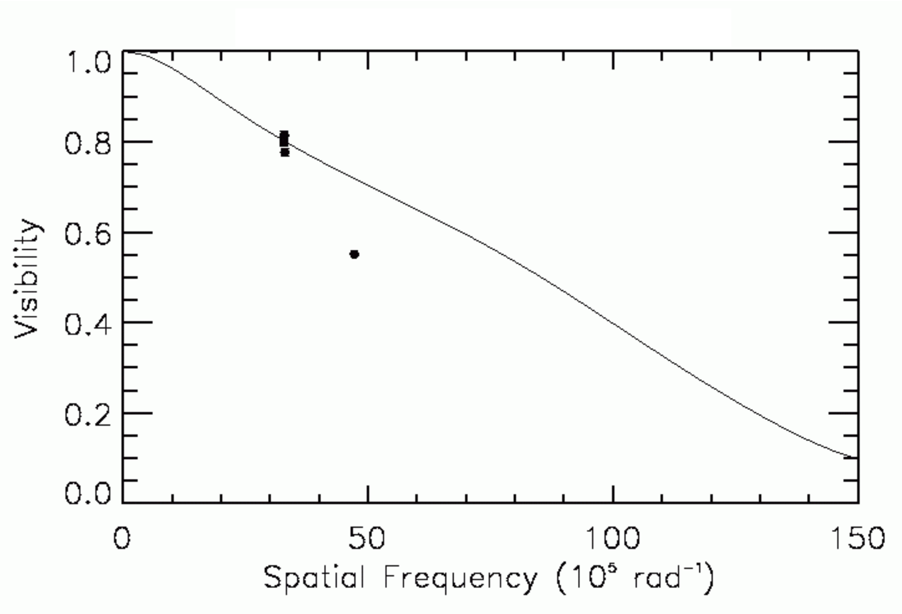


FIG. 5.8: Visibilité de SW Vir modélisée, en bande L

étendue que celle fournie par ce modèle d'enveloppe de poussière. Par ailleurs, le rayon stellaire déduit de ce modèle est de 7.4 mas. Ceci est à comparer avec les ajustements de diamètres de disque uniforme que j'ai obtenues en réduisant les données en bande K et L. On trouvait alors 8.12 mas en K et 14.39 en L. Ceci suggère que des différences de diamètres existent entre l'étoile et les couches vues à 2.2 μm et à 3.6 μm, ce qui n'était pas le cas pour Bételgeuse.

T_{eff}	τ_{11}	$r_{int}(r_\star)$	$r_{ext}(r_\star)$	$r_\star$ (mas)	Densité
2700	0.25	3	1000	7.6	$n(r)^\star$

TAB. 5.16: Paramètres du modèle SW Vir2

SW Virginis 2

On prendra les mêmes paramètres que précédemment, mais avec une loi de densité différente. On utilise une loi de densité plus piquée sur le bord interne de l'enveloppe, comme dans le cas de Bételgeuse:

$$n(r)^\star \propto \frac{1}{r^2} \frac{1}{(1 - \frac{r_{int}}{r})^{1/2}} \tag{5.8}$$

Densité spectrale d'énergie

On constate sur les courbes de flux (figure 5.9), qu'une telle loi de densité permet d'augmenter la contribution de l'émission propre des grains au-dessous de 10μm, par rapport à la diffusion et à l'émission directe de l'étoile. En effet, la poussière, plus dense près de l'étoile et chauffée par celle-ci, réémet majoritairement dans l'infra-rouge proche. Toutefois, c'est encore le rayonnement stellaire qui domine à ces longeurs d'onde.

Les visibilités théoriques

On obtient alors les visibilités suivantes figures 5.10 et 5.11.

On peut voir que l'accord avec les données interférométriques n'est pas meilleur que précédemment. La poussière dans l'enveloppe n'explique pas ici non plus les différences de diamètres mesurés en K et L. Le rayon qui reproduit le mieux les données est de 7.6 mas, donc un peu plus gand que dans le modèle précédent. Une enveloppe dont la densité est plus forte sur le bord interne tend à limiter l'écart entre la taille de l'étoile et les modèles de disque uniforme en bande K. Une évaluation, selon (Annexe A), du taux de perte de masse avec les paramètres de ce modèle conduit à 1.63 10^{-7} $M_\odot$/an. C'est-à-dire que l'étoile éjecte moins de matière que précémment. Cette valeur est également compatible avec celle de Loup et al. [LOU 93].

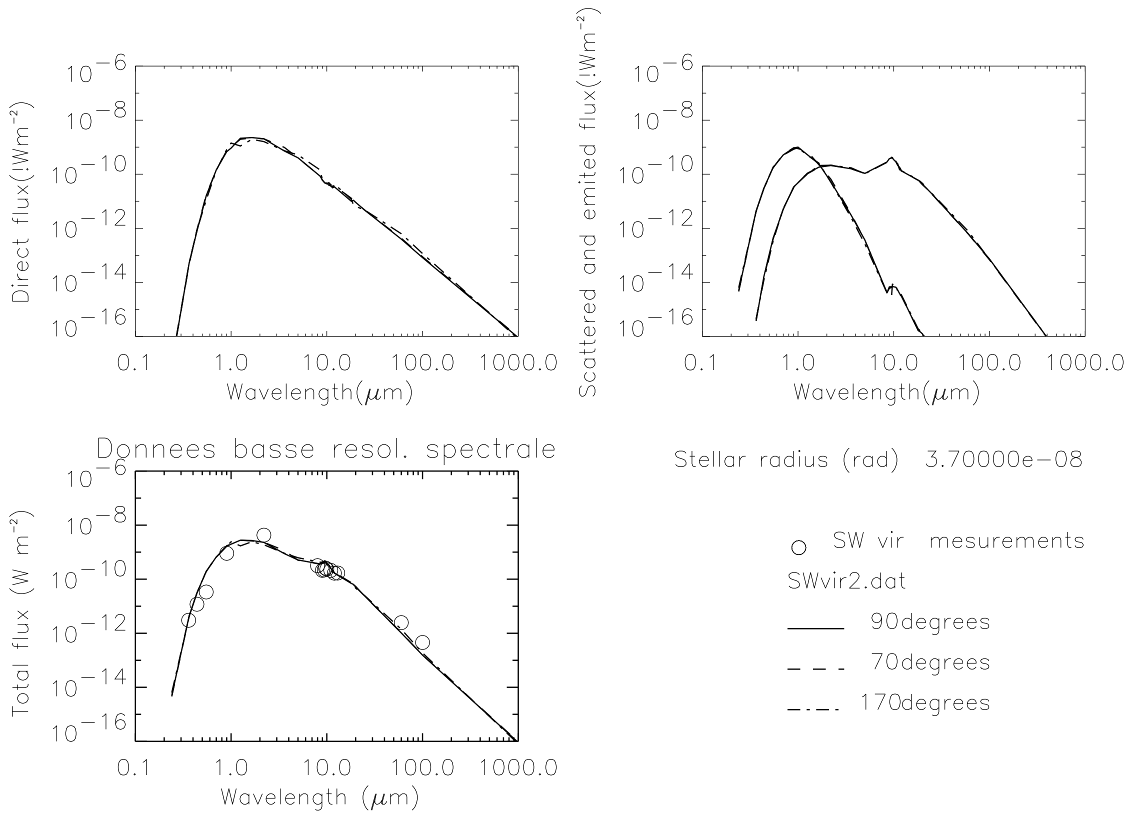


FIG. 5.9: Densités spectrales d'énergie. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique

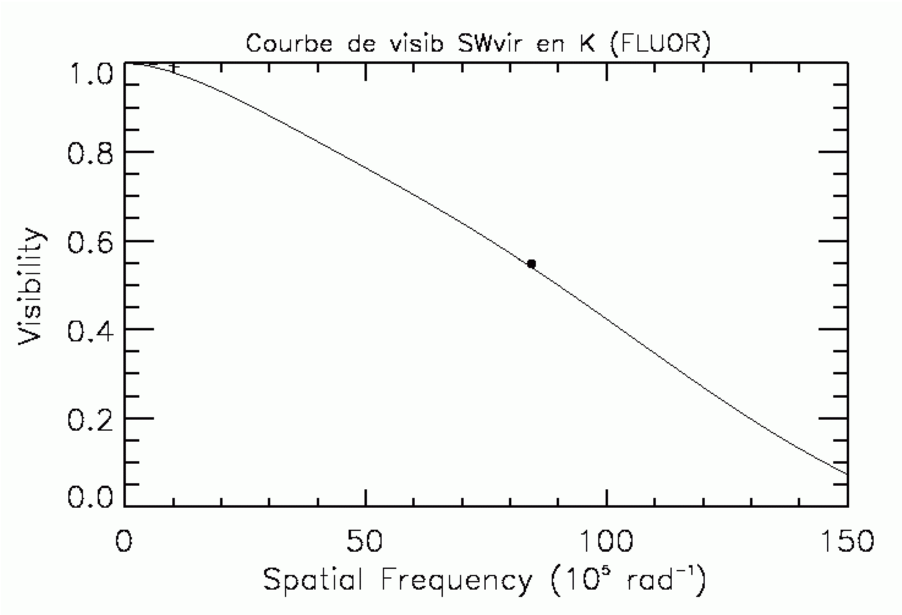


FIG. 5.10: Visibilité de SW Vir modélisé, en bande K

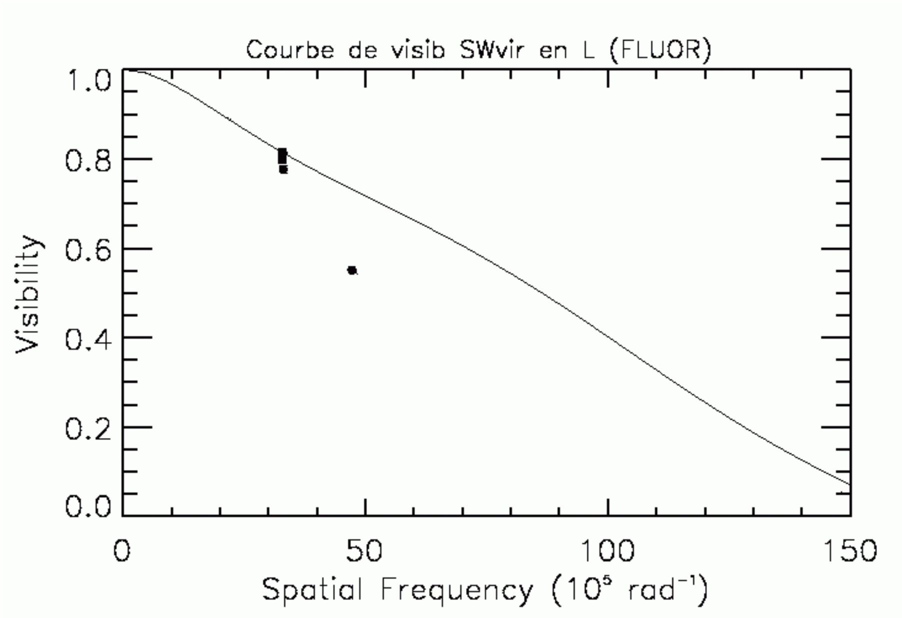


FIG. 5.11: Visibilité de SW Vir modélisé, en bande L

5.3 Modélisation d'une Mira: R leo

5.3.1 Les données observationnelles

R leo est une étoile variable à longue période. Sa luminosité varie jusqu'à 6.9 magnitudes (4.4 au maximum et 11.3 au minimum). C'est une étoile évoluée de type tardif. Elle se situe à une distance de 203 pc d'après Hipparcos. Son taux de perte de masse évalué selon le modèle de Danchi et al. (1994), qui suppose une distance de 120 pc, est de l'ordre de $4.810^{-8} M_{\odot}/an$. Cette valeur est compatible avec des données de Knapp et Morris (1985). En utilisant la distance d'Hipparcos, on obtient alors $8.1210^{-8} M_{\odot}/an$

Type spectral	Variabilite	Periode	Distance	Taux de perte de masse
M8IIIe	Mira	310jours	203 pc	$8.1210^{-8} M_{\odot}/an$

TAB. 5.17: Caractéristiques de R leo

Les données photométriques

Les données photométriques sur R Leo proviennent, elles aussi, de différentes sources. La difficulté pour cette étoile est de construire un spectre du flux d'énergie, à basse résolution spectrale, qui ait un sens. En effet, R Leo est une étoile pulsante de type Mira. En conséquence, elle connaît de grandes variations de magnitude. Ces variations sont plus grandes dans le visible que dans l'infrarouge proche et lointain. Cela s'explique par le fait que l'on se trouve dans la partie exponentiellement croissante de la fonction de Planck jusque vers l'infrarouge proche. Le maximum d'émission pour un spectre de corps noir d'une étoile de type tardif, avec une température de l'ordre de 2000K, se situe autour de $1.5\mu m$. Une variation de la température effective de l'étoile modifiera plus la magnitude visible que la magnitude IR.

Il s'agit donc de trouver des mesures de magnitude cohérentes entre elles. Pour cela, il faut nécessairement que les mesures utilisées aient été faites à la même phase, si ce n'est à la même époque, c'est-à-dire dans des conditions physiques de l'étoile qui ne soient pas trop différentes entre elles. Une même phase assure que l'on compare des périodes d'activité stellaire, en théorie, semblables (maximum, minimum,... de luminosité). De plus, il faut que la phase corresponde avec celle de R Leo lors des observations interférométriques. Mais cela ne garantit pas que l'étoile n'aie pas connu de variation de magnitude à une même phase, à des époques différentes. On supposera ici, par faute de données suffisantes, que les variations de R Leo sont assez stables et on utilisera des magnitudes mesurées à des époques différentes, mais á une phase commune. Les données à 1.04 et 3.55 μm proviennent de Strecker (1973) [STRE 73] du Kitt Peak National Observatory. On dispose aussi des flux IRAS à 12, 20, 60 et 100 μm accessibles sur Simbad.

De plus, comme pour Bételgeuse, on dispose pour R Leo des données sur le flux d'énergie stellaire de l'IRAS LRS et publiées dans Danchi et al. (1994) [DAN 94]. En reprenant ces valeurs, on peut contraindre l'allure du spectre entre 8 et 20 μm.

Source	Stecker 1973		IRAS			
Filtre	I	L				
$\lambda_0(\mu m)$	1.04	3.55	12	25	60	100
e_0 $10^{-8}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$	83	0.81				
Magnitude observée	-0.36	33.44				
$e(\lambda_0)$ $10^{-9}(W.m^{-2}\mu m^{-1})$	1.15	0.19	2161 Jy	654 Jy	114.8 Jy	39.33 Jy
$\lambda_0.e(\lambda_0)$ $10^{-11k}(W.m^{-2})$	120	67.3	54	7.86	0.57	0.12

TAB. 5.18: Données photométriques des catalogues infrarouges IRAS et Strecker pour R leo

$\lambda(\mu m)$	8	9	10	11	12	13
$\lambda.e(\lambda)10^{-10}(W.m^{-2})$	7.52	5.58	5.3	4.73	3.96	3.38
$\lambda(\mu m)$	14	15	16	17	18	19
$\lambda.e(\lambda)10^{-10}(W.m^{-2})$	2.66	2.25	1.92	1.7	1.62	1.52

TAB. 5.19: Densité spectrale d'énergie d'après Danchi et al. (1994)

Les données interférométriques

Les données interférométriques sont disponibles à trois longueurs d'onde différentes: à 2.2 et 3.6 μ, m obtenues par FLUOR en 1996, 1997 [PER 99], 1998 [MEN 99] et 2000, présentes dans la section 3, ainsi qu'à 11.15μm, d'après Danchi et al. (1994) [DAN 94]. Les valeurs sont résumées dans les tableaux 5.20 à 5.24.

Les nombreuses données interférométriques permettent d'accéder à différentes fréquences spatiales et ainsi de contraindre fortement l'allure de la courbe de visibilité. Toutefois, pour pouvoir comparer les points de mesure de visibilité entre les différentes longueurs d'onde, il faut le faire à des phases identiques de l'étoile.

5.3.2 Les paramètres du modèle

La température effective

La température effective qui m'a permis de satisfaire le mieux les données photométriques est de 3300K. C'est une température bien plus élevée que celle de [DAN 94] qui est de 2000K. Et c'est celle qui explique également le mieux les données interférométriques. Enfin, c'est une température compatible avec celle publiée dans [PER 99]

La géométrie de l'enveloppe

J'ai utilisé une enveloppe à symétrie sphérique et fait l'hypothèse de la même distribution de grains que pour Bételgeuse et SW Vir définie dans la section 5.8. R Leo est une étoile qui connaît

Données 1996 en bande K			
Fréquence spatiale (cycles/arcsec)	Visibilité	Incertitude	Phase moyenne
34.700	0.2127	0.0035	0.24
32.175	0.2723	0.0041	0.24
31.880	0.2723	0.00400	0.24
31.880	0.2718	0.0043	0.24
33.850	0.2373	0.0033	0.24

TAB. 5.20: Données interférométriques de FLUOR

Données 1997 en bande K			
Fréquence spatiale (cycles/arcsec)	Visibilité	Incertitude	Phase moyenne
73.02	0.0770	0.0032	0.26
24.28	0.4248	0.0036	0.26
23.24	0.4556	0.0041	0.26
34.40	0.1761	0.0071	0.26
34.27	0.1656	0.0050	0.26
33.10	0.1751	0.0029	0.26
32.43	0.1934	0.0036	0.26
47.13	0.1188	0.0060	0.26
44.15	0.1255	0.0096	0.26

TAB. 5.21: Données interférométriques de FLUOR

Données 1998 en bande L			
Fréquence spatiale (cycles/arcsec)	Visibilité	Incertitude	Phase moyenne
19.040	0.2594	0.006	0.3
19.240	0.2406	0.005	0.3
19.890	0.2303	0.005	0.3
26.316	0.1193	0.005	0.3

TAB. 5.22: Données interférométriques de FLUOR

Données 2000 en bande L			
Fréquence spatiale (cycles/arcsec)	Visibilité	Incertitude	Phase moyenne
19.670	0.3937	0.0050	0.85
18.280	0.4331	0.0019	0.85
26.750	0.3041	0.0017	0.85
25.800	0.2327	0.0025	0.85
25.720	0.2407	0.0027	0.85
26.380	0.2184	0.0010	0.85
26.740	0.2187	0.0007	0.85

TAB. 5.23: Données interférométriques de FLUOR

Données ISI en bande N				
Fréq. spatiale (cycles/arcsec)	Fréq. spatiale ($10^{-5} rad^{-1}$)	Visibilité	Incertitude	Phase moyenne
1.22	2.55	0.875	0.09	0.42-0.48
1.34	2.78	0.845	0.09	0.4-0.48
2.08	4.33	0.800	0.04	0.81
2.29	4.78	0.720	0.16	0.84
2.35	4.89	0.945	0.17	0.84
2.40	5.00	0.785	0.15	0.84
3.63	7.56	0.555	0.11	0.81
3.79	7.88	0.650	0.06	0.81
4.00	8.33	0.545	0.09	0.81
4.12	8.56	0.665	0.11	0.81
4.33	9.00	0.600	0.06	0.81
4.54	9.44	0.570	0.06	0.81
4.65	9.67	0.670	0.12	0.81
4.81	10.0	0.550	0.06	0.81
4.91	10.22	0.600	0.04	0.81
5.02	10.44	0.610	0.02	0.81
5.08	10.56	0.570	0.06	0.81
5.13	10.67	0.580	0.06	0.81

TAB. 5.24: Données interférométriques d'ISI mesurées en 1988 à la phase ϕ=0.4, en 1977 à ϕ=0.84 et en 1990 à ϕ=0.81

des éjections de matière comme l'indique son type spectral. On définira donc une enveloppe proche de l'étoile, à 3.5 $r_\star$ et dont le bord externe s'étend jusqu'à 160 $r_\star$. J'utilise le rayon externe de Danchi et al. (1994), mais je prends un rayon interne plus éloigné de 3.5 $r_\star$ au lieu de 2 $r_\star$ pour garder une température au bord interne de l'enveloppe proche de 1500K qui est l'ordre de grandeur de la température de condensation des grains.

La densité

J'utilise comme [DAN 94] une distribution radiale de poussière du type :

$$n(r) \propto \frac{1}{r^2} \frac{1}{(1 - \frac{r_{int}}{r})^{1/2}} \tag{5.9}$$

qui tient compte de l'accélération de la poussière près du bord interne, comme pour SW Vir. L'ensemble des paramètres optimaux utilisés pour R Leo est résumé dans le tableau suivant :

T_{eff}	$\tau_1 1$	$r_{int}(r_\star)$	$r_{ext}(r_\star)$	$r_\star(mas)$
3300	0.1	3.5	160	14.9

TAB. 5.25: Paramètres du modèle pour R Leo

5.3.3 Résultats et discussion

La densité spectrale d'énergie

Le flux d'énergie (représenté figure 5.12) pour les paramètres définis plus haut (tab.5.25) est dominé par l'émission propre des grains, au-delà de 10 μm. La profondeur optique utilisée, proche de celle de Danchi et al. [DAN 94], permet de rendre compte de l'allure du spectre sur une large bande de longueurs d'onde. Elle m'a conduit à une évaluation du taux de perte de masse de R Leo, qui vaut 9.4 10^{-8} $M_\odot$/an. Cette valeur est proche de celle publiée dans ce même article : 4.8 10^{-8} $M_\odot/an$ pour une distance de 120pc, c'est-à-dire 8 10^{-8} $M_\odot/an$ à 203pc, la distance d'Hipparcos. Cette valeur est également compatible avec celle de Loup et al. [LOU 93]. Cet article indique $\dot{M}$=1 10^{-7} $M_\odot/an$ à 140pc, ce qui donne à 203pc : 2 10^{-7} $M_\odot/an$.

Les courbes de visibilité

On trouve figures 5.13, 5.14 et 5.15, les visibilités théoriques modélisées en bandes K, L et N. Les courbes sont accompagnées des points de mesure effectués par FLUOR et par ISI.

La température que l'on utilise dans ce modèle est bien plus élevée que celle proposée par Danchi [DAN 94] qui est de 2000K. Mais le rayon stellaire évoqué dans cet article est de 19.8 mas à une phase 0.8. Or, les récentes observations de FLUOR en bande K [PER 99] montrent que le rayon observé à 2.2 μm est de l'ordre de 15.68 mas à une phase 0.26. Le rayon stellaire est minimum au maximum de luminosité, c'est-à-dire pour des phases proche de 0. Le rayon de R Leo proposé par [PER 96] est donc bien plus petit que celui de Danchi et al. On utilisera la valeur : 14.9 mas dans le modèle de R Leo. Pour pouvoir expliquer les donnés photométriques sur une

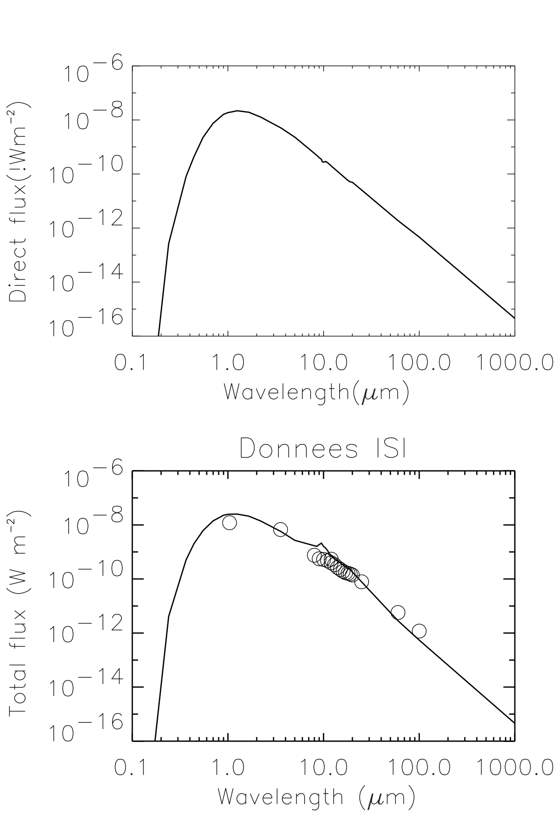


FIG. 5.12: Densités spectrales d'énergie. Les courbes représentent $\lambda.e(\lambda)$ avec $e(\lambda)$ l'éclairement monochromatique

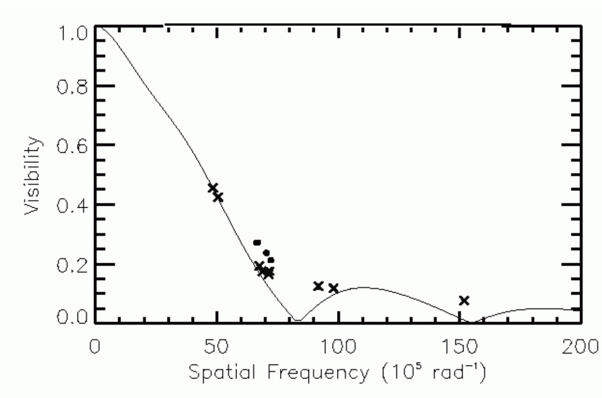


FIG. 5.13: Courbe de visibilité de R Leo en bande K

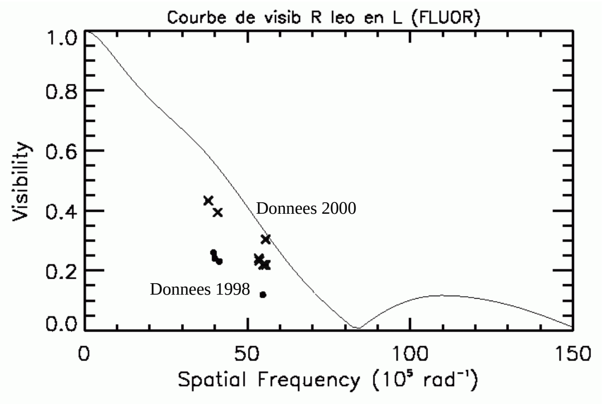


FIG. 5.14: Courbe de visibilité de Rleo en bande L

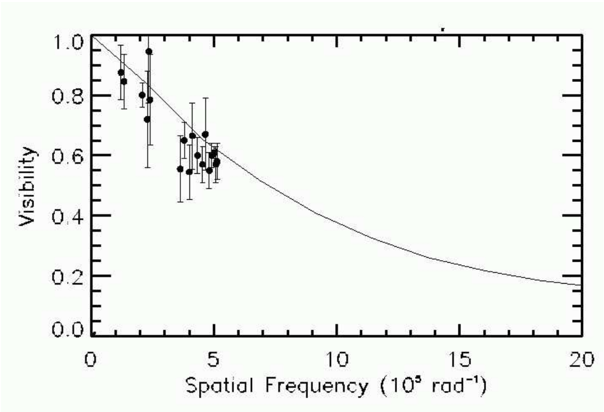


FIG. 5.15: Courbe de visibilité de Rleo en bande L

large bande de longueur d'onde avec un tel rayon, il faut augmenter la température effective de l'étoile. Cette température conduit à un modèle qui, à 11μm, reste compatible avec les mesures interférométriques d'ISI de [DAN 94] comme on peut le voir sur la figure 5.15, et permet de rendre compte des mesures de FLUOR en bande K aux basses fréquences spatiales (figure 5.13). En revanche, comme pour SW Vir, la visibilité en bande L, issue du modèle, sous-estime le rayon effectivement observé à cette longueur d'onde. Il faut sur la courbe 5.14, comparer le modèle aux mesures de 1998 (c'est-à-dire à une même phase de 0.3). Les données 2000 de FLUOR en bande L (phase 0.85) montrent bien un rayon plus petit qu'en 1998 (phase 0.3). Un rayon stellaire plus grand permettrait d'expliquer les données à 3.6 et 11.15 μm, mais on perd alors l'accord avec les mesures à 2.2 μm et avec la densité spectrale d'énergie à basse résolution. Le meilleur accord entre modèle et mesures est obtenu pour les paramètres définis dans 5.25 plus haut.

Synthèse des résultats

La réduction des données interférométriques en bandes K et L, obtenues en Février-Mars 2000, a permis de mettre en évidence des différences de diamètre angulaire de modèle de disque uniforme entre ces deux bandes (voir section 3.2.3).

Les huit étoiles observées à la fois à 2.2 et 3.6 μm à des époques très proches présentent des comportement différents les unes des autres. On peut distinguer trois groupes :

- RT Vir, SW Vir et G Her, qui ont des diamètres angulaires environ une fois et demie plus grand en L qu'en K.
- U Her, pour laquelle on mesure un diamètre trois fois plus grand en L que celui observé en K.
- X Her, α Ori et α Her, qui ne présentent pas ou presque pas de différence de diamètre entre les deux bandes comme on peut le voir sur les figures 3.1 et 3.2.

Ces premiers résultats suscitent des interrogations sur les liens qui peuvent exister entre ces variations de diamètres et les propriétés de l'étoile, comme son type spectral, son taux de perte de masse, sa variabilité... J'ai orienté l'étude plus précise de ces comportements aux cas particuliers de α Ori, SW Vir et R Leo en essayant de modéliser leur enveloppe de poussières. Le cas de Bételgeuse est particulier. C'est une supergéante de type M1 avec une enveloppe de poussière dont l'influence est assez peu importante à ces longueurs d'ondes comme le montrent les résultats de la section 3.2.3. On observe l'étoile à travers la poussière, et le diamètre mesuré correspond au diamètre de l'étoile centrale, comme le montre le modèle developpé en 5.1. Ce dernier a permis de mettre en évidence la cohérence de la modèlisation avec les données interférométriques de FLUOR, mais aussi avec les mesures d'ISI à 11,15 μm et le modèle de Danchi et al. [DAN 94].

Les autres étoiles observées sont, quant à elles, plus évoluées et possédent une enveloppe de poussière dont le rôle est plus important. Pour essayer de comprendre les différences de diamètres observés de ces étoiles de type plus tardif (M6 à M8), j'ai tenté de reproduire le comportement de SW Vir à ces longueurs d'onde. De plus, des contraintes photométriques de diverses sources ont permis de mieux définir les paramètres du modèle. Les résultats obtenus semblent mettre en évidence un désaccord entre les observations et les modèles. La visibilité observée en bande L est toujours sous-estimée par les modèles SW Vir1 (section 5.2.3) et SW Vir2, (section 5.2.3). La présence de données à 11 μm, là où l'émission de la poussière domine permettrait de donner une contrainte plus forte pour tenter d'expliquer ces différences. L'utilisation d'une symétrie non sphérique, ou la modélisation de nuages dans l'enveloppe, sont aussi des possibilités qu'il faudrait exploiter. R Leo, pour laquelle on dispose de plus d'informations notamment des données à 11.15 μm conduit aux mêmes conclusions. Un modèle d'enveloppe inspiré de Danchi et al. (1994), mais largement modifié, a permis de retrouver les données d'ISI et de reproduire les observations en K de 1997 à une même phase. Là encore, les points de visibilité obtenus en bande L sont sous-estimés par le modèle. Cela semble confirmer la nécessité de prendre en compte une autre contribution que celle de la poussière dans l'enveloppe de ces étoiles évoluées.

La présence de gaz, mise en évidence par spectroscopie et par la détection de maser SiO, OH et H_2O dans les enveloppes de ces étoiles, est un fait dont il doit falloir tenir compte dans les modèles de transfert de rayonnement. D'autre part, la prise en compte de la dynamique de ces étoiles dont les variations de propriétés physiques sont grandes, surtout dans les zones proches de la photosphère est également une difficulté qu'il faut surmonter. De nouvelles observations interférométriques à haute résolution spectrale permettraient de localiser les différents composants de ces enveloppes et contraindraient fortement les modèles. FLUOR a récemment observé un grand nombre de sources en bande étroite dans ce sens (Mai 2000). Même si la résolution spectrale obtenue n'est certes pas suffisante, ces nouvelles données vont permettre de contraindre encore un peu plus la géometrie des étoiles évoluées de l'AGB.

Conclusion

Ce stage m'a permis d'être confronté à la difficulté d'extraire des informations physiques sur des objets astronomiques à partir de leurs observations par interférométrie infrarouge. L'expertise et la rigueur, concernant l'instrument FLUOR, des membres de l'équipe au sein de laquelle j'ai travaillé m'ont guidé dans l'approche pratique de l'interférométrie et la compréhension du filtrage spatial par fibres monomodes. Les réductions de données en bande K et L m'ont servi à mieux saisir le sens que l'on peut donner à un résultat expérimental, permettant la construction d'une courbe de visilité. J'ai pu également voir les différences de traitement entre la bande K et la bande L qui résultent des différences de conception instrumentale.

Les résultats de cette réduction montrent des différences de diamètres stellaires remarquables entre les mesures à 2.2 et à 3.6 μm. Cela soulève de nombreuses questions quant à l'origine de ces différences. Autour de 3.6 μm, la longueur d'onde est trop petite pour que ce soit la poussière qui domine le transfert du rayonnement, et trop grande pour que l'on ne perçoive que la photosphère de l'étoile. On accède donc, à ces longueurs d'onde, à des régions de l'étoile encore mal comprises.

L'étude des étoiles évoluées de la branche asymptotique des géantes est par ailleurs un sujet passionnant, à la limite entre la physique stellaire et celle du MIS (milieu interstellaire). La surface, mal définie, de ces étoiles est le siège de mécanismes complexes accompagnés d'éjections de matière qui créent autour de l'étoile une enveloppe étendue de poussières. La collaboration avec P. de Laverny et B. Lopez de l'O.C.A qui travaillent sur ce sujet m'a permis d'aborder une approche plus théorique et complémentaire de l'approche instrumentale et observationnelle dans l'étude de ces objets.

Une deuxième partie de mon stage à donc consisté à essayer de reproduire les données de FLUOR, en testant différents paramètres stellaires, compatibles avec des données observationnelles complémentaires déjà publiées. Je me suis concentré sur Bételgeuse, SW Vir et R Leo. La modélisation de ces étoiles a confirmé l'originalité des résultats obtenus en bande L. Les résultats sont très intéressants par les problèmes qu'ils soulèvent. Il semble que la poussière seule ne puisse suffire à expliquer simultanément les observations en K et en L. Le problème se pose donc d'expliquer ces différences par l'influence d'autres acteurs (comme la présence du gaz, par exemple, ou bien l'existence de structures plus fines à l'intérieur des enveloppes circumstellaires). De nouvelles observations, de nouveaux modèles sont nécessaires pour aller plus avant dans la compréhension de ces résultats ainsi que de leurs conséquences sur les contraintes de la physique des étoiles évoluées et des enveloppes qui les entourent.

Remerciements

Je tiens à remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné durant ce stage, Guy pour ses explications perspicaces, sa patience et son enthousiasme, Patrick pour m'avoir accueilli à Nice avec beaucoup de spontanéité, pour sa disponibilité ainsi que ses conseils éclairés et éclairants, Bruno qui était déjà là pour mes premiers pas dans l'astro, Pascal et Gilles qui m'ont apporté leur aide au quotidien et donné le courage de tuer mon premier scan fantomisé d'un OB d'alfabou parmi les nombreux de ce fameux OF fringeprocessé la veille après une dure journée à verifier les setup dans le logbook, évoquant le piezo, le piston, le star tracker et autre photom pour jeter ce pauvre scan dans le musée des horreurs, alors qu'il ne retirait même pas d'énergie aux franges... Vincent pour avoir éveillé ma curiosité pour FLUOR pendant la visite des labos, Bertrand et Cyril pour leur conseils et leurs remarques de docteurs es science et tous les autres qui se reconnaitront ou pas. Je voudrais également remercier le DESPA et l'OCA d'avoir permis une collaboration entre Nice et Meudon dans de très bonnes conditions. Enfin, je pense à ceux qui me sont plus proches et qui m'ont soutenu, merci à eux, ainsi qu'à la bande de joyeux lurons du DEA 2000, aux professionnels de la bonne humeur et aux amateurs de soirées Meudonnaises ... étoilées s'il-vous-plait!

Annexe A

Evaluation du taux de perte de masse

Il apparaît, dans ce document, différentes valeurs des taux de perte de masse. Les ordres de grandeurs donnés dans les caractéristiques stellaires 5.1, 5.10 et 5.17 proviennent de publications précédentes. Cependant, à partir des modèles élaborés plus haut, il est possible de déterminer un ordre de grandeur de ces derniers de la manière suivante :

Soit $\dot{M}$ la quantité de poussière éjectée par l'étoile, ρ la masse volumique des grains de l'enveloppe m_g la masse d'un grain et n(r), alors

$$\dot{M} = \frac{dM}{dt} = \frac{4\pi\rho(r)dr}{dt} = 4\pi n(r) m_g V_{exp} \tag{A.1}$$

où on considère que l'expansion de matière se fait à vitesse constante V_{exp}. On prendra $m_g = 1.510^{-17}kg$, la masse d'un grain de glace de silicate, [DRAI]. Supposons une loi de densité de matière du type:

$$n(r) = n_{int} f(r) \tag{A.2}$$

avec

$$f(r) = \begin{cases} \frac{1}{r^2} \\ \frac{1}{r^2(1-\frac{r_{int}}{r})^{1/2}} \end{cases}$$

il vient avec A.1

$$n(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi m_g V_{exp}} \tag{A.3}$$

De plus, la profondeur optique de l'enveloppe determine la valeur de n_{int} la densité de matière sur le bord interne par:

$$\tau_{ext}(\lambda) = \int_{r_{int}}^{r_{ext}} C_{ext}(\lambda) n(r) dr \tag{A.4}$$

La section efficace d'extinction des grains C_{ext} est calculée par le code de JM. Perrin pour une certaine distribution en taille de grains. On a donc:

$$\tau_{ext}(\lambda) = \int_{r_{int}}^{r_{ext}} C_{ext}(\lambda) \frac{\dot{M}}{4\pi m_g V_{exp}} f(r) dr \tag{A.5}$$

D'où on déduit une estimation du taux de perte de masse:

$$\dot{M} = \frac{4\pi m_g V_{exp} \tau_{ext}(\lambda)}{C_{ext}(\lambda) \int_{r_{int}}^{r_{ext}} f(r) dr} \tag{A.6}$$

exprimé en fonction des paramètres du modèle : τ_{ext}, r_{int}, r_{ext} et de la distribution des grains dans l'enveloppe par l'intermédiaire de C_{ext} et f(r). Dans cette formule, intervient également V_{exp}, la vitesse d'expansion de l'enveloppe, dont on trouve des valeurs grâce aux observations de haute résolution spectrale dans les raies de CO notamment, Knapp & Morris (1985), dans Danchi et al (1994), Loup et al. 1993. De plus, le taux de perte de masse effectif de l'étoile tient compte de la poussière, mais aussi du gaz.

$$\dot{M}_{total} = \dot{M}_{\text{poussière}} + \dot{M}_{gaz} \tag{A.7}$$

Or, on ne connaît pas bien les proportions du gaz et de la poussière. On estime que:

$$\dot{M}_{gaz} = 200 \dot{M}_{\text{poussière}} \tag{A.8}$$

donc

$$\dot{M} = 200. \frac{4\pi m_g V_{exp} \tau_{ext}(\lambda)}{C_{ext}(\lambda) \int_{r_{int}}^{r_{ext}} f(r) dr} \tag{A.9}$$

Annexe B

Barres d'erreurs

Les barres d'erreurs sur les diamètres qui apparaissent dans les calculs de diamètres de modèles de disques uniformes ne sont pas des barres d'erreurs expérimentales en L. On réalise l'ajustement des données avec la visibilité issue d'un disque uniforme, on cherche le meilleur ajustement possible. Soit $\bar{V}_i$ les valeurs d'un estimateur de la visibilité issue du modèle de disque uniforme. Et soient V_i les mesures affectées de leur barres d'erreurs σ_i. On réalise N mesures. On définit :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{[\bar{V}_i - V_i]^2}{\sigma_i^2} \tag{B.1}$$

Si le $\chi^2 \geq N - 1$ alors $\bar{V}_i - V_i \geq \sigma_i^2$ et on sous-estime les barres d'erreur.

Si le $\chi^2 \leq 1$ alors $\bar{V}_i - V_i \leq \sigma_i^2$ et on surestime les barres d'erreur.

χ^2 est une variable aléatoire qui doit valoir N-1 en moyenne (car le modèle a un seul degré de liberté), si les barres d'erreur sur les visibilités sont correctement estimées. Perrin et al. [PER 96] a montré que les barres d'erreurs sont statistiquement bien estimées en K. En revanche, en L où on ne dispose pas d'une calibration photométrique parfaite, les barres d'erreurs sont souvent sous-estimées. On augmentera donc les barres d'erreurs de manière à forcer $\chi^2 = 1$.

Annexe C

Les bruits et les biais introduits

C.1 Le biais du bruit de détecteur

Dans le formalisme développé section 2.3, il faut tenir compte du bruit de détecteur dont on note la densité spectrale de puissance $\tilde{br}^2(\sigma)$ car il biaise l'estimateur quadratique de la visibilité.

$$S = \int_0^\infty \tilde{I}^2_{corr}(\sigma)d\sigma = \frac{1}{4}\left[\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)\mu^2_{12}(\sigma)d\sigma) + \int_0^\infty \tilde{br}^2(\sigma)d\sigma\right] \tag{C.1}$$

Rappelons-nous que l'observable, $\tilde{I}_{corr}$, est mesuré directement a partir des signaux, et que l'information sur la source se trouve dans μ_{12}. Il faut donc définir un estimateur mathématique non biaisé du module du degré complexe de cohérence mutuelle. Notons $\bar{\mu_{12}}$ un tel estimateur

$$\bar{\mu}^2_{12} = \frac{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)\mu^2_{12}(\sigma)d\sigma)}{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)d\sigma)} \tag{C.2}$$

A l'aide de (2.8), on peut alors exprimer $\bar{\mu}_{12}$, un estimateur non biaisé, en fonction de grandeurs mesurables au numérateur.

$$\bar{\mu}^2_{12} = \frac{4(\int_0^\infty \tilde{I}^2_{corr}(\sigma)d\sigma) - \int_0^\infty \tilde{br}^2(\sigma)d\sigma}{\int_0^\infty \kappa^2(\sigma)B^2(\sigma)d\sigma)} \tag{C.3}$$

C.2 Le biais du bruit de détecteur

Le bruit de photons introduit également un biais comme le bruit de détecteur. Ce biais n'apparaissait pas dans les données de FLUOR avant l'accroissement de sa sensibilité. C'est un biais nouveau que nous avons essayé d'éliminer.

C.2.1 Estimation du biais introduit

Tout d'abord, on veut estimer l'importance du biais du bruit de photons dans les données interférométriques. Pour cela, on étudie les densités spectrales de puissance. Une première estimation du biais consiste à calculer la différence des valeurs moyennes des DSP sur tous les scans d'un OB, des signaux photométriques avec et sans la source, pour éliminer le bruit de lecture et mettre en évidence un éventuel bruit de photons :

$<$DSP(bruit de lecture+bruit de photons)$>_{onsource}$-$<$DSP(bruit de lecture)$>_{offsource}$

Cette première analyse montre qu'un biais dû au bruit de photons existe sur les données K. Son importance varie entre 0.05 et 1 pourcent avec, toutefois, une répartition concentrée en dessous de 0.5. Le biais du bruit de photons n'a donc pas été pris en compte dans la réduction des données de Février-Mars 2000.

C.2.2 Elimination du biais

Pour trouver un estimateur de la densité spectrale de puissance sans biais dû au bruit de photons, utilisons un formalisme développé dans Goodman (1985) [GOO 85]. Soit I(x) le signal interférométrique détecté, composé de N photoévénements. On définit l'interférogramme par:

$$I(x) = \sum_{k=1}^{N} \delta(x - x_k) \tag{C.4}$$

où les x_k sont des variables aléatoires correspondant à l'instant de la détection du $k^{\text{ième}}$ photon. et la densité de probabilité d'un événement par:

$$p(x) = \frac{I(x)}{N} \tag{C.5}$$

On cherche à évaluer le bruit de photons de

$$I_{corr}(x) = \frac{1}{2}\frac{I(x) - \kappa_1 P_1(x) - \kappa 2 P_2(x)}{\sqrt{P_1(x)P_2(x)}} \tag{C.6}$$

I_{corr} a le même bruit de photons que :

$$I_n(x) = \frac{1}{2}\frac{I(x)}{\sqrt{P_1(x)P_2(x)}} \tag{C.7}$$

Pour cela, calculons l'espérance de la densité spectrale de puissance $=< |\hat{I}^2(u)| >$de $I_n(x)$ Posons

$$g(x) = \frac{1}{2\sqrt{P_1(x)P_2(x)}} \tag{C.8}$$

dont on suppose le bruit négligeable car P_1 et P_2 sont filtrés à basse fréquence contrairement à I(x). Il vient avec le formalisme de Goodman:

$$I_n(x) = \sum_{k=1} N \frac{\delta(x - x_k)}{\sqrt{P_1(x)P_2(x)}} \tag{C.9}$$

dont la transformée de Fourier est donnée par:

$$\hat{I}_n(u) = \sum_{k=1} N e^{-2i\pi x_k u} g(x) \tag{C.10}$$

Par conséquent,

$$< \hat{I}_n^{(2)}(u) >=<< \sum_{k=1}^{N} \sum_{l=1}^{N} e^{-2i\pi(x_k - x_l)u} g(x_k) g(x_l) >_{x_k,x_l}>_N \tag{C.11}$$

ce qui s'écrit aussi:

$$< \hat{I}_n^{(2)}(u) >=<< \sum_{k=1}^{N} [g(x_k)]^2 >_{x_k}>_N + << \sum_{k=1}^{N} \sum_{l \neq k}^{N} e^{-2i\pi(x_k - x_l)u} g(x_k) g(x_l) >_{x_k,x_l}>_N \tag{C.12}$$

Le premier terme conduit à:

$$\int I(x)\,[g(x)]^2\,dx \tag{C.13}$$

Et le second terme avec,

$$< \sum_{l=1}^{N} e^{-2i\pi x_k u} g(x_k) >_{x_k} = \int \frac{I(x)}{N} e^{-2i\pi x u} g(x) dx = \frac{1}{N} \hat{I}(u) \star \hat{g}(u) \tag{C.14}$$

nous donne:

$$|\hat{I}(u) \star \hat{g}(u)|^2 \tag{C.15}$$

En conclusion, on trouve une expression de la densité spectrale de puissance de $I_n(x)$:

$$< \hat{I}_n^{(2)}(u) >= |\hat{I}(u) \star \hat{g}(u)|^2 + \int I(x)\,[g(x)]^2\,dx \tag{C.16}$$

et donc une estimation du biais dû au bruit de photons:

$$\int I(x)\,[g(x)]^2\,dx \tag{C.17}$$

On constate que si g(x)=1 alors le biais est classiquement égal au nombre de photons. Et g(x) apparaît comme une fonction multiplicatrice de la variance.

Bibliographie

[LEN 96] P. Léna, *Méthodes physiques de l'observation*, CNRS Editions, 1996

[ASI 88] J.M Alloin and J.M Mariotti, *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, NATO ASI Series, 1988

[PEQ] D. Pequignot, *Evolution stellaire*

[FOR 97] V. Coudé du Foresto, S. Ridgway and J.M Mariotti *Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer*, A&ASS, 121, 1997

[FOR 94] V. Coudé du Foresto,*Interférométrie astronomique infrarouge par optique guidée monomodes.*, Thèse, 1994

[PER 96] G. Perrin, *Une unité de recombinaison à fibres pour l'interféromètre IOTA. Application à l'étude des étoiles de type tardif*, Thèse, 1996

[PER 99] G. Perrin, V. Coudé du Foresto, S.T Ridgway, B. Mennesson, C. Ruilier, J.M Mariotti, W.A Traub, M.G Lacasse, *Interferometre observations of R Leo in the K band*, A&A, 1999

[MEN 99] B. Mennesson, *Interférométrie stellaire dans l'infrarouge thermique : observations d'environnements circumstellaires par optique guidée monomode et contributions à la mission DRAWIN*, these, 1999

[RUI 99] C. Ruilier, *Filtrage modal et recombinaison de grands téléscopes. Contributions à l'instrument FLUOR*, Thèse, 1999

[LOP 95] B. Lopez, *Etude de la perte de masse des étoiles évoluées. Apport des mesures à haute résolution angulaire*, Thèse, 1995

[DAN 94] W.C Danchi, M. Bester, C.G Degiacomi L.J Greenhill and C.H Townes *Characteristics of dust shells around 13 late-type stars*, ApJ, 107, 1994

[MON 98] J.D Monnier, T.R Geballe and W.C Danchi, *Temporal variations of midinfrared spectra in late-type stars*, ApJ, 502, 1998

[LOU 93] , C. Loup, T. Forveille, A. Omont and J.F Paul *CO and HCN observations of circumstellar envelopes. A catalogue-mass loss rates and distributions*, A&ASS, 99, 1993

[HAB 97] H.J Habing, *Circumstellarenvelopes and Asymptotics Giant Branch stars*, A&ARev, 7, 1997

[DRAI] ,

[OMO] A. Omont, *Circumstellar envelopes of late type stars*

[WAN 86] P.G Wannier, R. Sahai, *Mass loss from supergiant stars*, ApJ, 1986

[STRE 73] D. Strecker, *3.5 micron light curves of long period variable stars*, Kitt Peak National Observatory, 1973

[GOO 85] J.W. Goodman, *Statistical Optics*, 1985

[IAU 98] International Astronomical Union, *Asymptotic giant branch stars*, 1998