

N d'ordre : 8523

# THÈSE

PRÉSENTÉE À

## L'UNIVERSITÉ PARIS XI

ÉCOLE DOCTORALE D'ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

PAR

**Coralie DOUCET**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

## DOCTEUR

SPECIALITÉ : ASTRONOMIE - ASTROPHYSIQUE

### DISQUES PROTOPLANÉTAIRES AUTOUR D'ÉTOILES DE MASSE INTERMÉDIAIRE : APPORT DE L'IMAGERIE EN INFRAROUGE MOYEN.

Soutenue le 12 décembre devant le jury composé de :

Guillaume PINEAU DES FORETS .....	Président
Magali DELEUIL .....	Rapporteur
Jean-Louis MONIN .....	Rapporteur
Anne DUTREY .....	Examineur
Mario VAN DEN ANCKER .....	Examineur
P-O LAGAGE .....	Directeur de thèse
Eric PANTIN .....	Invité



*Parce que, à mes yeux, repousser ses limites est la seule manière de se connaître mieux  
et de progresser humainement.*  
par Mike Horn





# Remerciements

Il n'est pas facile de mener, seule, le projet d'une thèse à sa fin. C'est pourquoi je voulais remercier chaque personne qui m'a aidé à avancer au quotidien pour que cela soit possible.

Je voulais d'abord remercier tous les membres du jury pour avoir accepté de juger ce travail, en particulier Magali Deleuil et Jean Louis Monin qui ont eu la lourde charge d'être rapporteur.

Je n'aurais pas pu faire cette thèse sans Pierre Olivier qui a toujours su trouver une place pour discuter science avec moi, malgré son emploi du temps très chargé! Merci de tous tes commentaires qui ont permis de faire avancer le manuscrit. Merci à Eric également qui m'a permis de devenir une pro du traitement d'images!

Je voulais remercier également les personnes qui ont du me supporter dans le travail. Un grand merci à Emilie de toutes nos discussions qui m'ont permises de mieux comprendre la physique des grains dans les disques. Merci à Gaspard et François de leurs remarques toujours constructives. Merci à Claire de son soutien marseillais! Merci à Kees de m'avoir toujours aidé à distance du mieux qu'il pouvait.

Cette thèse n'aurait pas été la même sans les discussions du midi avec tous les autres thésards du labo pour refaire le monde. C'est pourquoi je veux remercier chacun d'entre eux pour avoir été là tout simplement.

Merci Marionnette d'avoir toujours eu une oreille pour m'écouter. Garde ta pêche légendaire, ça fait du bien par où ça passe!

Merci Matthieu de ton humour et de ton écoute qui nous a fait chaque jour nous rapprocher un peu plus. Je n'oublierai pas toutes les tartes au chocolat qu'on a partagé!

Merci Mickael pour ton éternel optimisme, ne change pas!

---

Merci Patrick pour tes convictions idéologiques auxquelles on aimerait tous croire!  
Merci Guillaume pour ta sagesse et ton calme apaisants.  
Merci Severin pour tes blagues, parfois très mauvaises, mais qui font toujours rire!  
Merci Bob de ton super accent hollandais et de ta franchise.  
Merci David d'avoir joué le rôle de grand frère.  
Merci à Cédric qui a toujours compris quand ca n'allait pas.  
Merci à Christophe et Amélie de m'avoir montré la voie le 15 juillet 2006.  
Merci à Evelyne de nos discussions de filles au milieu de ce monde de mec!

Je voulais aussi remercier Doris pour avoir toujours été là, à coté de moi, que se soit physiquement dans le bureau, ou psychologiquement dans les moments difficiles de ma thèse.

Je n'en serai pas là sans toi, non plus, mon Jim. Tu m'as transmis ta passion de l'astro, ce qui nous a permis de faire une fine équipe pendant les trois ans qui ont précédé cette thèse. Ensuite, j'ai du me débrouiller sans toi, mais tu n'étais jamais très loin de moi.

Je voulais aussi remercier mes parents de m'avoir soutenue et d'avoir accepté de jouer le jeu des allers-retours à l'aéroport de Roissy les nombreuses fois que cela a été nécessaire. Merci à ma petite soeur qui a avancé autant que moi ces trois dernières années. C'est le plus beau cadeau qu'elle m'ait fait.

Cette thèse m'a permis de rencontrer l'Amour de ma vie sans qui je n'en serais pas là aujourd'hui. Je voulais te remercier, Yves, pour m'avoir soutenue à chaque seconde de ces trois ans, même à distance. Ces trois ans sont synonymes, pour nous, d'aller-retours Paris-Munich les weekends et de coups de téléphone tout au long de la semaine. J'ai pu puiser ma force en nous et me battre dans les moments difficiles grâce à toi. Merci enfin pour m'avoir aidé dans la dernière ligne droite en relisant ma thèse mainte et mainte fois pour corriger mon français pas toujours potable!!





# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>7</b>
<b>1 Introduction sur les disques autour d'étoiles HAe.</b>	<b>9</b>
1.1 Introduction sur les étoiles de faible masse . . . . .	10
1.2 Étoiles de masse intermédiaire : les étoiles HAeBe. . . . .	12
1.2.1 Définition . . . . .	12
1.2.2 La distribution spectrale d'énergie des étoiles HAe . . . . .	14
1.3 Le débat sur la distribution spatiale de la matière circumstellaire . . . . .	15
1.4 Observations des étoiles jeunes du visible jusqu'en millimétrique. . . . .	16
1.5 Propriétés des disques autour des étoiles pré-séquence principale . . . . .	17
1.5.1 Forme et structure . . . . .	17
1.5.2 Température du disque . . . . .	18
1.5.3 Évolution des disques . . . . .	18
1.5.4 Temps de vie du disque . . . . .	20
1.5.5 Le grossissement des grains . . . . .	21
1.6 Questions et perspectives . . . . .	21
<b>2 Observations en IR moyen des disques autour des étoiles HAe</b>	<b>23</b>
2.1 Rayonnement thermique . . . . .	24
2.2 Le spectre en IR moyen des étoiles HAe . . . . .	25
2.2.1 Les Bandes IR non identifiées (UIB). . . . .	25
2.2.2 Les raies des silicates . . . . .	26
2.3 Disque en infrarouge . . . . .	27
2.3.1 La résolution angulaire . . . . .	27
2.3.2 Observations au sol en IR moyen . . . . .	29
<b>3 Exploitation des données CAMIRAS</b>	<b>33</b>
3.1 Introduction . . . . .	33
3.2 Observations . . . . .	34
3.2.1 Réduction de données . . . . .	35
3.2.2 Résultats . . . . .	36

3.3	Etat des lieux avant les observations CAMIRAS . . . . .	46
3.3.1	HD135344 . . . . .	46
3.3.2	CQ Tau . . . . .	47
3.3.3	HD163296 . . . . .	48
3.4	Modélisation . . . . .	48
3.4.1	Disque de gaz . . . . .	49
3.4.2	Description du modèle utilisé . . . . .	52
3.4.3	Comparaison modèle/observation . . . . .	56
3.5	Limites du modèle . . . . .	66
3.5.1	Gaz physique . . . . .	66
3.5.2	Boursouffure du rayon interne . . . . .	69
3.6	Conclusion . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Exploitation des données VISIR</b>	<b>73</b>
4.1	VISIR (VLT Imager and Spectrometer for mid InfraRed). . . . .	73
4.1.1	Sensibilité . . . . .	74
4.1.2	Techniques d'observation . . . . .	75
4.1.3	Temps garanti VISIR . . . . .	77
4.1.4	Observations IR avec VISIR . . . . .	79
4.1.5	Limite : la turbulence atmosphérique . . . . .	85
4.1.6	La résolution angulaire . . . . .	88
4.2	Nouveau mode d'observation pour VISIR : BURST . . . . .	91
4.2.1	Description des données BURST . . . . .	92
4.2.2	Algorithme de réduction des données BURST . . . . .	93
4.2.3	Corrélation . . . . .	97
4.2.4	Gain en qualité image . . . . .	98
4.2.5	Limites de la méthode . . . . .	101
4.2.6	Caractérisation de l'atmosphère en IR moyen . . . . .	103
4.3	Objets vus avec CAMIRAS, puis VISIR . . . . .	107
4.3.1	Observations . . . . .	107
4.3.2	Résultats . . . . .	108
4.3.3	Comparaison des observations avec le modèle . . . . .	110
4.3.4	Résumé . . . . .	112
4.4	Conclusion . . . . .	113
<b>5</b>	<b>HD97048 : Un exemple remarquable d'un disque évasé vu par VISIR</b>	<b>115</b>
5.1	PAHs dans les disques . . . . .	116
5.1.1	Des bandes UIBs vers l'hypothèse PAHs . . . . .	116
5.1.2	Formation et mécanisme d'excitation des PAHs . . . . .	117
5.2	HD97048, une étoile Herbig Ae avec des PAHs . . . . .	118
5.3	Observations . . . . .	120
5.3.1	Imagerie . . . . .	121
5.3.2	Spectroscopie . . . . .	127
5.4	Masse du disque . . . . .	129

## Table des matières

5.5	Stabilité du disque . . . . .	131
5.5.1	Formation des planètes . . . . .	131
5.5.2	Critère de stabilité . . . . .	133
5.5.3	Application au disque de HD97048 . . . . .	134
5.6	Modélisation . . . . .	137
5.6.1	Description . . . . .	137
5.6.2	Résultats . . . . .	139
5.6.3	Contraintes physiques apportées par les observations VISIR . . . . .	142
5.6.4	Améliorations du modèle . . . . .	147
5.7	Perspectives sur le gaz dans HD97048 . . . . .	151
5.8	Conclusion . . . . .	155
	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>157</b>
	<b>A Le diagramme de Hertzsprung Russel (HR)</b>	<b>161</b>
	<b>B Articles à comité de lecture</b>	<b>163</b>
	<b>C Articles de conférence</b>	<b>199</b>
	<b>D Autres articles</b>	<b>207</b>
	<b>Glossaire</b>	<b>209</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>211</b>
	<b>Table des figures</b>	<b>221</b>

Table des matières

# Introduction

La formation du Système Solaire est une discipline de l'astrophysique en pleine évolution. Pour comprendre le processus de formation du système solaire, il faut s'intéresser à la phase qui précède les planètes, c'est-à-dire au disque protoplanétaire.

De nos jours, on connaît beaucoup de systèmes planétaires (O'dell & Beckwith 1997; Mayor & Queloz 1995) et de disques autour d'étoiles jeunes de type solaire (T Tauri) et il est établi que les planètes se forment dans des disques massifs, contenant gaz et poussière, qui peuvent survivre plusieurs millions d'années. Mais la situation est beaucoup moins claire pour les étoiles de masse intermédiaire (étoile de Herbig Ae/Be). Leur forte luminosité a tendance à photo-évaporer le gaz de manière plus efficace et donc à éliminer le disque en quelques millions d'années. Bien qu'il soit possible de détecter des planètes autour des étoiles intermédiaires (type A et F) par la méthode des vitesses radiales (Setiawan et al. 2005), les détections de disques, en particulier par l'imagerie, restent très marginales<sup>1</sup>. La plupart des observations révèlent des disques de débris (Smith & Terrile 1984) autour d'étoiles de type spectral A ; dans ces disques, le gaz a été dissipé et les planètes sont déjà formées, comme l'indique les structures asymétriques ou les anneaux observés dans certains cas (Greaves 2005). Ainsi, la compréhension de ces étoiles Ae se base sur leur distribution spectrale d'énergie (SED). Mais il existe plusieurs valeurs de paramètres de disque envisageables pour une même SED ; en résumé, les solutions sont dégénérées. C'est pourquoi il est très important d'observer ces disques en imagerie pour obtenir plus de contraintes sur leur géométrie avec des paramètres comme le rayon externe, le rayon interne ou l'inclinaison.

Mais comment les observer ? Les disques de poussières sont caractérisés par une émission IR. En effet, les grains de poussière de taille micronique reçoivent le rayonnement de l'étoile, sont donc chauffés (à 300-150 K) et ré-émettent (sous forme d'un corps noir) leur énergie aux longueurs d'ondes IR. Le moyen IR (10-20  $\mu\text{m}$ ) constitue donc un domaine de longueur d'onde favorable à l'étude des disques autour des étoiles. De plus, depuis peu, il existe une nouvelle méthode qui consiste à visualiser ces étoiles Herbig Ae dans les bandes PAH, détectées en IR moyen dans plus de la moitié de ces objets

---

<sup>1</sup>Une liste des disques spatialement résolus est disponible sur : <http://www.circumstellardisks.org>

## Introduction

(Acke et van den Ancker 2004). En effet, ces raies sont les traces de molécules aromatiques qui, excitées par le fort rayonnement UV de l'étoile, peuvent atteindre de haute température, même loin de l'étoile.

# Chapitre 1

## Introduction sur les disques autour d'étoiles HAe.



### Sommaire

1.1	Introduction sur les étoiles de faible masse . . . . .	10
1.2	Étoiles de masse intermédiaire : les étoiles HAeBe.	12
1.3	Le débat sur la distribution spatiale de la matière circumstellaire . . . . .	15
1.4	Observations des étoiles jeunes du visible jusqu'en millimétrique. . . . .	16
1.5	Propriétés des disques autour des étoiles pré-séquence principale . . . . .	17
1.6	Questions et perspectives . . . . .	21

Jusqu'au XXème siècle les idées les plus extravagantes ont été proposées pour expliquer la genèse du système solaire et de l'Univers. D'une part, pendant des siècles, les philosophes et les savants croyaient que le Monde avait toujours existé. D'autre part, les chrétiens pensaient qu'il s'était créé en six jours... Il y a tout juste 500 ans, l'évêque irlandais James Ussher croyait, lisant la Bible, que le Monde s'était créé en l'an -4004. Mais bientôt Darwin comme Lamarck se rendirent compte que les différents scénarios proposés étaient des mythes sans pour autant pouvoir expliquer ce qui s'était passé. Etudiant méticuleusement l'évolution des espèces et les traces fossilisées, tous deux suggérèrent au XIXème siècle que la Terre avait peut-être quelques millions d'années. Mais trop avant-gardistes leurs idées attendront le terrain fertile du XXème siècle pour poindre à nouveau le jour et pouvoir être enfin justifiées. En matière d'astronomie, c'est en 1943 seulement que le premier modèle protosolaire fut proposé par le physicien allemand Carl von Weizsacker (Weizsäcker 1943). Von Weizsäcker démontra que le Soleil et les planètes s'étaient formés à partir d'un nuage de gaz et de poussières en rotation il y a environ 4.5 milliards d'années.

L'idée de disque circumstellaire a germé dans les esprits il y a au moins deux siècles, avec

les travaux de Kant et Laplace sur la nébuleuse solaire. Il a fallu cependant des années avant de pouvoir observer ces disques. Les premières observations étaient indirectes : parmi les nombreux indices, on peut citer la faible extinction autour des T Tauri avec un fort excès dans l'InfraRouge (IR) proche (Rydgren & Cohen 1985). Un des premiers articles qui résuma les observations d'excès IR pour ces étoiles et qui suggéra la présence de disque pour expliquer cette émission IR fut celui de Rucinski (Rucinski 1985). Personne ne doutait alors vraiment qu'il y avait de la poussière autour de ces objets mais il fallut attendre les magnifiques images de la nébuleuse d'Orion (O'dell et al. 1992) du HST pour voir enfin des disques. Plusieurs d'entre eux avaient déjà été suspectés en radio et identifiés comme disques d'accrétion protostellaires par Churchwell (Churchwell et al. 1987). De nos jours, on peut voir des disques à toutes les longueurs d'ondes allant du visible au millimètre ; il est possible d'étudier non seulement leur morphologie mais aussi leurs propriétés dynamiques en utilisant les raies moléculaires résolues par les interféromètres millimétriques par exemple.

Dans les années 90, le satellite européen IR ISO<sup>1</sup> a pu, dans certains cas, donner une information sur la minéralogie de la poussière dans ces disques et ainsi montrer qu'elle ressemblait à celle des comètes du système solaire. La composante gazeuse joue un très grand rôle dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. En particulier, elle influe sur la dynamique de la poussière, et elle est également le composant essentiel des planètes géantes. De ce fait l'étude du gaz peut permettre d'élaborer les scénarios d'évolution des environnements circumstellaires. Des tentatives de détections des transitions rotationnelles pures du H<sub>2</sub> dans l'IR moyen ont été faites (Thi et al. 2001), mais cela suppose une grande quantité de H<sub>2</sub>.

Voyons, dans un premier temps, comment se forment les étoiles de faible masse pour mieux comprendre la différence avec celles de masse plus élevée.

## 1.1 Introduction sur les étoiles de faible masse

A la fin des années 1980, une classification empirique des objets stellaires jeunes de faible masse (c'est à dire inférieure à 2 M<sub>☉</sub>) a été proposée. Elle se fonde sur l'excès de rayonnement IR de 2 à 100 μm des objets jeunes par rapport à un rayonnement purement photosphérique de corps noir. L'excès IR étant relié, de manière qualitative au moins, à la quantité de poussières circumstellaires et à leur distribution spatiale, cette classification s'interprète comme une séquence évolutive.

Cette séquence évolutive empirique pour la formation des étoiles de faible masse a pu être établie de manière observationnelle grâce aux nombreuses avancées technologiques faites dans le domaine IR et (sub)millimétrique. Il est établi que la formation d'une étoile de faible masse se déroule en trois étapes : la phase préstellaire, la phase protostellaire et la phase pré-séquence principale (Lada 1987; Andre et al. 2000). Les objets associés respectivement à chacune de ces trois phases sont les coeurs préstellaires, les proto-étoiles (de Classe 0 et I) et les étoiles pré-séquence principale (de Classe II et III). La

---

<sup>1</sup>Infrared Space Observatory



figure 1.1 schématise les différentes propriétés de ces objets.

- Durant la première phase, une proto-étoile de classe 0 est entourée d'une quantité de matière circumstellaire comparable à sa propre masse. L'extinction est alors très élevée et la température de la poussière de l'ordre de quelques dizaines de Kelvins : l'objet est essentiellement observable dans le submillimétrique. Des flots polaires puissants et collimatés éjectent de la matière.
- Les objets de la classe I sont enfouis dans une enveloppe sphérique contenant quelques dixièmes de masse stellaire et sont ceinturés d'un disque accrétant de la matière sur l'étoile centrale. Des flots polaires puissants éjectent de la matière. Ces sources présentent un spectre centré sur l'IR moyen et lointain.
- Les objets de classe II sont des étoiles plus évoluées de type T Tauri. Elles voient leur enveloppe en grande partie vidée, de sorte que l'étoile centrale et le disque sont observables sur toute la gamme du spectre. L'étoile centrale produit un rayonnement de corps noir centré aux alentours du micron et le disque est responsable d'un fort excès IR. La chute résiduelle de matière sur l'étoile est caractérisée par un excès ultraviolet. Des flots polaires d'éjection sont généralement observés. La matière circumstellaire ne représente plus que quelques centièmes de masse stellaire.
- Les objets de classe III, ne présentent généralement plus de signature d'accrétion et d'éjection, mais dans certains cas un léger excès en IR moyen et lointain ou en millimétrique. Cet excès est imputé à un disque résiduel mince, comportant quelques millièmes de masse stellaire. On estime généralement que ce disque abrite déjà des planètes et des astéroïdes. Ce sont des étoiles qui sont sur le chemin de la séquence principale où les réactions de fusion de l'hydrogène, jusque là absentes, se déclenchent.

On pense avoir bien compris l'évolution des étoiles de faibles masses mais qu'en est-il des étoiles de plus grandes masses ? Suivent-elles le même schéma d'évolution ? Les échelles de temps d'évolution sont-elles comparables ? On pense que leur forte luminosité a tendance à photo-évaporer le gaz de manière plus efficace et donc à éliminer le disque en quelques millions d'années. Les étoiles HAeBe sont donc des objets intéressants car ce sont des objets intermédiaires (du point de vue de la masse) dont l'étude permet de comprendre les divers processus qui régissent l'évolution des étoiles PMS et ainsi, permet de saisir la différence entre l'évolution des étoiles de faible masse (T Tauri) et celles de masse un peu plus grande.

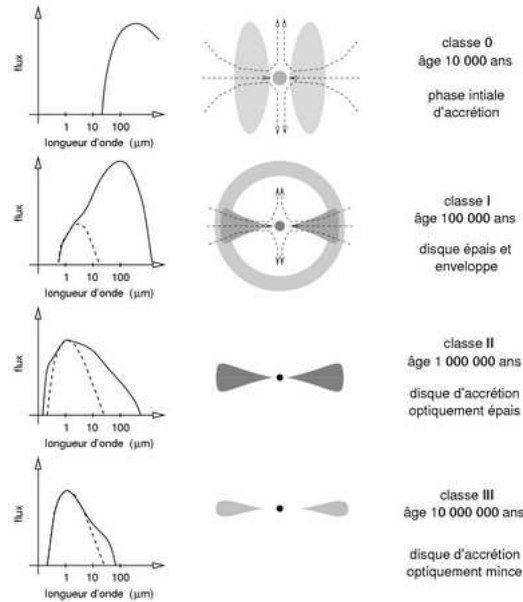


FIG. 1.1 – Enfance d'une étoile de faible masse (figure de Ph. André 1994).

## 1.2 Étoiles de masse intermédiaire : les étoiles HAeBe.

### 1.2.1 Définition

Les étoiles Herbig Ae/Be sont des étoiles PMS de masse intermédiaire ( $2 M_{\odot} \leq M \leq 8 M_{\odot}$ ). Elles sont les contreparties plus massives des T Tauri. Dans le catalogue original des étoiles Herbig (Herbig 1960), ces objets étaient définis comme des étoiles A ou B, localisés dans des régions connues de formation d'étoiles, avec une émission dans les raies d'hydrogène de Balmer et associées à de la réflexion optique<sup>2</sup> ou de l'émission nébuleuse. Herbig (1960) a répertorié 26 objets appartenant à cette classe. Le catalogue a ensuite été élargi par Finkenzeller & Mundt (1984) à 57 objets. Le catalogue le plus récent est celui de Thé et al. (1994), adoptant une définition plus large, faisant état de 109 étoiles HAeBe en prenant en compte des étoiles relativement isolées des nuages de formation d'étoiles. La position des étoiles Herbig Ae/Be dans le diagramme HR et la comparaison avec les modèles d'évolution (Cohen & Kuhi 1979; van den Ancker et al. 1998; Palla & Stahler 1991) permet de conclure que ce sont des étoiles de la pré-séquence principale. Les observations en IR, en submillimétrique et millimétrique ont montré que les étoiles HAe/Be sont accompagnées d'un important réservoir de poussière circumstellaire émettant un rayonnement plus important que celui de la photosphère de l'étoile à ces longueurs d'onde (Rydgren et al. 1976; Cohen & Kuhi 1979; Storm

<sup>2</sup>Les étoiles jeunes n'ont pas eu le temps de s'éloigner de leur nuage parent et doivent donc se trouver à proximité ou enfouis dans une région de forte extinction. Si les étoiles illuminent une nébuleuse par réflexion, ce n'est pas par effet de projection qu'elles se trouvent à proximité d'un nuage sombre.

et al. 1988; Beckwith et al. 1990; Weintraub et al. 1989; Adams et al. 1990; Hillenbrand et al. 1992). L'existence de poussière circumstellaire est aussi nécessaire pour expliquer les grandes valeurs de polarisation intrinsèque observées pour ces objets (Breger 1974; Garrison & Anderson 1978; Vrba et al. 1979; Jain et al. 1990; Jain & Bhatt 1995; Yudin & Evans 1998). Ainsi, Thé et al. (1994) ont adopté une nouvelle définition des étoiles HAeBe :

- (a) type spectral A ou B avec des raies d'émission dans leur spectre. L'existence autour des HAeBes de régions chauffées à des températures supérieures à celle de la photosphère est attestée par la présence, dans leur spectre, de raies correspondant à des éléments très ionisés et/ou excités, qui sont normalement absents des photosphères classiques des étoiles de même type spectral de la séquence principale.
- (b) Excès infrarouge dû à de la poussière circumstellaire froide ou chaude (ou les deux)
- (c) luminosité de classe III à V. A la notion de type spectral s'ajoute celle de classe de luminosité. Celle-ci permet notamment de distinguer les étoiles ordinaires de la séquence principale, d'étoiles de même température (et donc de même type spectral) mais ayant déjà évolué en géantes. On utilise dans ce cas les chiffres romains allant de I (supergéantes très lumineuses) à VII (naines blanches), pour classer les étoiles selon des classes de luminosité décroissante.

Le critère (a) permet d'être certain de ne sélectionner que des objets de masse intermédiaire. Le critère (b) exclut les étoiles Ae et Be 'classiques' dont l'excès IR est dû au rayonnement Bremsstrahlung du gaz ionisé dans le disque circumstellaire (Gehrz et al. 1974; Dachs & Wamsteker 1982; Dougherty & Taylor 1992; Waters & Marlborough 1994). Le critère (c) exclut les supergéantes B[e], des étoiles massives post séquence principale avec des éjecta équatoriaux (Zickgraf et al. 1986).

On ne connaît les paramètres fondamentaux (température effective, rayon, masse) que de quelques étoiles HAeBe : soit par la mesure de distance à l'aide d'HIPPARCOS (van den Ancker et al. 1998), soit parce qu'elles se trouvent dans des systèmes multiples ou des binaires spectroscopiques.

Je me focaliserai dans la suite sur les étoiles Ae, plutôt que sur les Be qui sont des étoiles encore plus massives. En effet, à l'heure actuelle, les quelques témoignages de disques autour des Be sont donnés par la modélisation de la SED, mais cela ne concerne que très peu de cas. Natta et al. (2000) ont conclu de cette quasi absence de disques que, les étoiles Be de Herbig ayant de plus forts champs de rayonnement que les HAes, leur environnement évolue plus vite, ce qui implique que la dissipation du matériau circumstellaire se produit plus rapidement que pour les HAes. Du fait de cette évolution rapide, les étoiles Be de Herbig sont en moyenne plus jeunes que les HAes au moment où on les observe. Par conséquent, il est plus probable d'observer de grandes quantités de matière circumstellaire autour de ces étoiles, puisqu'elles ont eu moins de temps pour accréter ou disperser ce matériau. Dans ce scénario, on s'attend donc à ce que la matière circumstellaire soit distribuée dans des enveloppes plus ou moins sphériques dans l'environnement proche de ces étoiles. Cette hypothèse a été confortée par les observations en interférométrie dans le proche-infrarouge par Leinert et al. (2001). Ces auteurs ont

étudié un échantillon de 31 étoiles Ae/Be de Herbig et ont montré que la présence de halos étendus sur plusieurs unités astronomiques est plus fréquente autour des étoiles de type précoce Be qu'autour des HAes.

Du point de vue du gaz, l'étude des spectres FUSE de 8 étoiles de type Be (plus précoces que B9) a montré que les conditions d'excitation du  $H_2$  circumstellaire étaient similaires pour toutes ces étoiles. Ceci suggère une structure commune aux environnements circumstellaires de ces étoiles. Sachant que les valeurs des *vsini* sont très différentes d'une étoile à l'autre, les étoiles ne sont vraisemblablement pas vues sous un même angle d'inclinaison (angle de l'axe de rotation par rapport à la ligne de visée). De ce fait, la seule configuration géométrique qui permet d'observer des structures identiques quel que soit l'angle d'inclinaison, est une géométrie sphérique. Cela implique que le gaz observé est distribué dans une enveloppe sphérique autour des étoiles. Cependant, ces observations étant des observations en spectroscopie d'absorption, elles ne permettent pas de contraindre directement la distribution spatiale du gaz observé (thèse de Claire Martin-Zaïdi, le 4 novembre 2005).

### 1.2.2 La distribution spectrale d'énergie des étoiles HAe

La distribution spectrale d'énergie (SED) des étoiles HAe est caractérisée par un fort excès dans les longueurs d'onde IR. Cette émission est due à la présence d'une grande quantité de matière circumstellaire. Plus la poussière autour de l'étoile est loin, i.e. froide, plus elle émet aux grandes longueurs d'onde (voir Fig. 1.2). Ainsi, en observant le disque à plusieurs longueurs d'ondes, on trace des régions du disque qui sont plus ou moins éloignées de l'étoile centrale. Le gaz circumstellaire émet aussi un rayonnement qui s'ajoute à celui de l'étoile et du disque, mais dans l'UV. Cela montre que la matière circumstellaire a une grande diversité de température et de densité, de même ordre de grandeur ou inférieur à la température effective de l'étoile ( $T_{eff}$ ). Les effets de la matière circumstellaire sur la SED sont très souvent difficiles à séparer de ceux de la photosphère de l'étoile proprement-dite, surtout dans le domaine UV. En effet, le continuum UV des HAe est souvent caractérisé par un excès qui peut être attribué au gaz chaud près de l'étoile avec une température qui dépasse  $T_{eff}$  (Meeus et al. 1998). Des observations dans le domaine X ont montré qu'il y avait du gaz très chaud près des HAe (Damiani et al. 1994; Zinnecker & Preibisch 1994; Skinner & Yamauchi 1996), mais la localisation et l'origine de ce gaz ne sont pas très claires. En étudiant le rayonnement X d'une dizaine d'étoiles HAe, Zinnecker & Preibisch (1994) ont suggéré que les rayons X provenaient de chocs qui ont lieu quand le vent stellaire rencontre la matière circumstellaire environnante.

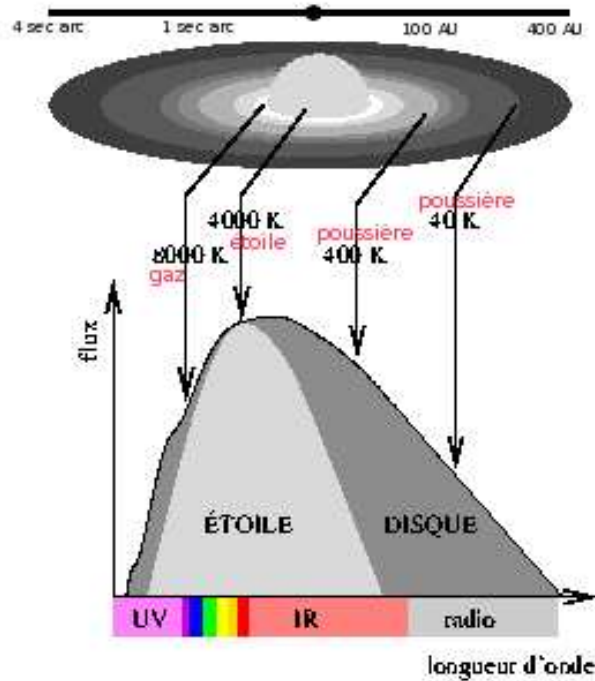


FIG. 1.2 – Effet sur la SED d'un disque autour d'une étoile de type K.

### 1.3 Le débat sur la distribution spatiale de la matière circumstellaire

Alors que l'existence de poussières circumstellaires autour des étoiles Herbig Ae/Be est admise, la distribution géométrique de la poussière n'est pas tout à fait claire. Si les étoiles HAeBe n'ont pas (ou jamais) eu de disques circumstellaires, nous sommes obligés de conclure que le mécanisme de formation des étoiles massives diffère de celui des étoiles de type solaire qui fait appel à la présence d'un disque d'accrétion (Shu et al. 1987).

Dans les T Tauri, la forme de la SED en IR et millimétrique est bien expliquée par la présence d'un disque autour de ces étoiles (Beckwith & Sargent 1993). Or les HAe ont des SEDs similaires à celles des T Tauri. Ainsi, Hillenbrand et al. (1992), à l'aide d'une analyse de la distribution spectrale d'énergie de 47 étoiles de ce type, a classifié ces objets en trois groupes qui représentent une géométrie différente du disque autour de ces étoiles. L'interprétation de Hillenbrand a été mise en doute à plusieurs reprises. Divers auteurs (Hartmann et al. 1993; Natta et al. 1993; Natta & Kruegel 1995) ont évoqué la possibilité que la contribution à l'IR moyen des étoiles HAeBe puisse venir des particules chauffées stochastiquement, comme dans les nébuleuses. D'autre part,

Berrilli et al. (1992) ont construit des modèles avec des enveloppes sphériques de poussière. L'observation en IR lointain avec une bonne résolution angulaire a montré que le flux à 50 et 100  $\mu\text{m}$  de beaucoup d'étoiles avec un fort excès IR était étendu sur des échelles de 0.03 à 0.3 pc, ce qui est en contradiction avec la présence d'un disque. De plus, Natta (Natta 1993) a proposé des modèles avec au moins trois composantes qui participent à l'émission IR : l'étoile centrale, un disque circumstellaire et une enveloppe étendue presque sphérique. L'émission du disque participe alors à l'IR proche et moyen, l'enveloppe à l'IR lointain. Des observations récentes avec l'interféromètre de Palomar Testbed à 2.2  $\mu\text{m}$  ont montré que la poussière chaude dans les étoiles Herbig Ae avait une distribution spatiale non sphérique (Eisner et al. 2003), suggérant une géométrie de disque.

Finalement, la compréhension de la physique de ces objets se fait par l'interprétation des SEDs et il y a très peu d'images de disque autour des étoiles Herbig Ae. La question sur la source de l'excès IR dans ces objets (enveloppe ou disque) est encore très ouverte. C'est pourquoi, il est crucial d'obtenir des images de ces disques pour confirmer ou non l'interprétation des SEDs et contraindre des paramètres comme l'inclinaison, le rayon externe et le rayon interne du disque.

## 1.4 Observations des étoiles jeunes du visible jusqu'en millimétrique.

Depuis des années, les disques autour des étoiles sont étudiés dans l'IR et le millimétrique. Mais avec l'avancement du HST (Hubble Space Telescope) et de l'optique adaptative au sol, il est possible d'observer ces disques en lumière diffusée en visible et proche IR. Ces disques sont observés en imagerie avec la plus grande résolution spatiale possible et cela permet d'avoir des informations uniques sur la structure du disque et les propriétés des poussières dans ces objets. Cependant, il est nécessaire d'utiliser un coronographe pour cacher l'émission de l'étoile, trop intense aux courtes longueurs d'onde. Cette contrainte fait qu'il est très difficile de détecter des disques dont le rayon est inférieur à 0.5 seconde d'arc. La plupart de ces disques sont autour des T Tauri, bien qu'il y en ait quelques uns autour des étoiles Herbig Ae (<http://www.circumstardisks.org>). Bien que la poussière soit facile à tracer, elle ne représente qu'une petite fraction de la masse totale du disque qui est sous forme de gaz. Les régions externes sont froides et peuvent être caractérisées par des molécules qui ont des raies rotationnelles à basse énergie, comme le CO, susceptibles d'être détectées par les interféromètres millimétriques et submillimétriques. Ces observations ont permis ces dernières années de montrer que les disques étaient en rotation képlérienne (Piétu et al. 2003; Dutrey & Guilloteau 2004; Piétu et al. 2005). De plus, la photométrie en millimétrique permet de déduire des masses de disques de poussières sous l'hypothèse d'un milieu optiquement fin et de valeurs d'opacité (Mannings 1994; di Francesco et al. 1997; Mannings & Sargent 1997; Mannings et al. 1997; Mannings & Sargent 2000). Les masses sont incertaines et varient beaucoup d'un objet à l'autre. Si on fait l'hypothèse d'un rapport gaz sur poussière de

100, les masses de disques sont comprises entre 0.003 et 0.3  $M_{\odot}$ .

## 1.5 Propriétés des disques autour des étoiles pré-séquence principale

### 1.5.1 Forme et structure

Récemment, un résultat important fut l'observation directe de la forme d'un disque d'une étoile T Tauri par le télescope spatial Hubble (McCaughrean et al. 2000). Celui-ci a cartographié la surface du disque en lumière diffusée et a montré que le disque était évasé, c'est-à-dire que le rapport de la hauteur à la distance à l'étoile centrale est une fonction croissante du rayon. Ceci était attendu pour les disques de gaz en équilibre hydrostatique (Kenyon & Hartmann 1987) que ce soit pour les étoiles T Tauri ou Ae où la poussière et le gaz sont bien mélangés. Dans un disque en équilibre hydrostatique (voir chapitre 3 pour plus de détails), la hauteur du disque ( $H$ ) à chaque rayon ( $R$ ) est déterminée par l'équilibre entre la pression locale et le champ de gravitation de l'étoile centrale :

$$\frac{H}{R} = \left(\frac{T_d}{T_c}\right)^2 \left(\frac{R}{R_{\star}}\right)^{1/2} \quad (1.1)$$

où  $T_d$  est la température du disque à la distance  $R$  (en faisant l'hypothèse qu'elle est isotherme dans la direction verticale) et  $T_c$  correspond au potentiel gravitationnel de l'étoile :

$$T_c = \mu_g \frac{GM_{\star}}{kR_{\star}} \quad (1.2)$$

où  $\mu_g$  est le poids moléculaire moyen de la matière du disque,  $M_{\star}$  et  $R_{\star}$  sont la masse et le rayon de l'étoile centrale. Si la masse du disque est dominée par le gaz, le rapport  $H/R$  vaut environ 0.03 à 1 AU, et de 0.1 à 0.15 à 100 AU (pour une étoile T Tauri typique, Chiang & Goldreich (1997)). Par contre, si la masse du disque est dominée par la poussière,  $\mu_g$  augmente et  $H/R$  diminue. Donc les disques où la poussière prédomine ont tendance à être plus aplatis qu'évasés. Le rayonnement de l'étoile est la première source de chauffage du disque (étant donné que l'accrétion est négligeable pour les étoiles HAe). La forme du disque peut modifier son profil de température et donc sa distribution spectrale d'énergie. A grandes distances, les disques évasés interceptent une plus grande fraction du rayonnement stellaire que les disques plats. Il y a donc une augmentation de l'émission du disque autour de 10-30  $\mu\text{m}$  caractéristique du caractère évasé de leur géométrie (Kenyon & Hartmann 1987; Chiang & Goldreich 1997). La plupart des étoiles Ae ont des SEDs typiques de disques évasés (Chiang et al. 2001; Natta et al. 2001) et on peut déjà penser qu'ils sont riches en gaz, même si cela n'a pas encore été confirmé par des observations. Des modèles de structures de disque en équilibre hydrostatique et le calcul de leur SEDs ont confirmé ces résultats ces dernières années (D'Alessio et al. 1998, 1999, 2001; Bell 1999; Dullemond et al. 2002).

### 1.5.2 Température du disque

La structure en température du disque peut être déduite en comparant les observations aux prédictions des modèles. On aimerait connaître la température du gaz et de la poussière dans les directions radiales et verticales. Mais il n'est possible d'avoir accès simplement qu'au profil radial de température de la poussière en comparant les prédictions des modèles aux SEDs mesurées.

La plupart des disques des étoiles PMS sont chauffés par le rayonnement de l'étoile centrale, et si la dissipation de l'énergie visqueuse joue un rôle, c'est seulement dans les régions internes, inférieures au rayon de corotation (Calvet et al. 2000). Ainsi, en première approximation, la température  $T$  du disque est proportionnelle à la température stellaire, allant de  $1/2 T_\star$  près de l'étoile à  $0.01 T_\star$  à  $1000 R_\star$  pour des disques évasés, comme le montre la Fig.1.3. Cette température est une température effective calculée en faisant l'équilibre entre l'énergie reçue et celle ré-émise à chaque rayon. Au premier ordre, le disque est isotherme dans la direction verticale, de sorte qu'il est généralement admis que  $T$  est la température du disque dans le plan médian où toute la matière est concentrée.

Des simples calculs montrent cependant que dans un disque irradié, la surface est plus chaude que le plan médian (Calvet et al. 1992; Chiang & Goldreich 1997). A chaque rayon, il y a donc un gradient vertical de température qui change la forme de la SED et produit des raies d'émission, observées dans la plupart des étoiles T Tauri et HAe (Chiang & Goldreich 1997). La température du gaz a tendance à ne plus être celle de la poussière dès que le milieu a une densité trop faible (plus petite que  $10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ). C'est le cas sur la surface du disque, comme dans le plan médian à grande distance de l'étoile. Puisque la chimie des grains dans le disque dépend de la température du gaz, les intensités des raies prédites par les modèles dépendent fortement de la connaissance de la structure verticale du disque et du couplage thermique entre le gaz et la poussière (Dullemond et al. 2005).

### 1.5.3 Évolution des disques

La forme géométrique des disques de poussière est très mal connue. L'approche usuelle est indirecte à travers l'interprétation des SEDs. Récemment, Meeus et al. (2001) ont classé les étoiles Herbig Ae en deux groupes, se basant sur les pentes des SEDs entre 10 et  $60 \mu\text{m}$ . Ils émettent l'idée que cette différence dans la forme de la SED vient de la géométrie du disque (Fig 1.4). Les objets du groupe I sont des étoiles pour lesquelles la SED est dominée entre 20 et  $100 \mu\text{m}$  par une forte émission de la matière circum-stellaire. Ceci est possible pour un disque évasé (i.e.  $H \propto r^q$  où  $q > 1$ ) qui intercepte et ré-émet beaucoup d'énergie à grandes distances de l'étoile. D'un autre côté, les objets du groupe II ont des SEDs qui décroissent après  $20 \mu\text{m}$ , laissant penser que le disque est plutôt plat. En effet, pour ce type de disque, ce sont les régions internes directement éclairées qui capturent plus d'énergie au détriment des régions externes.

Ces deux groupes reflètent probablement l'évolution de la quantité de matière circum-stellaire qui décroît avec le temps. Durant son évolution, le disque dissipe de plus en plus



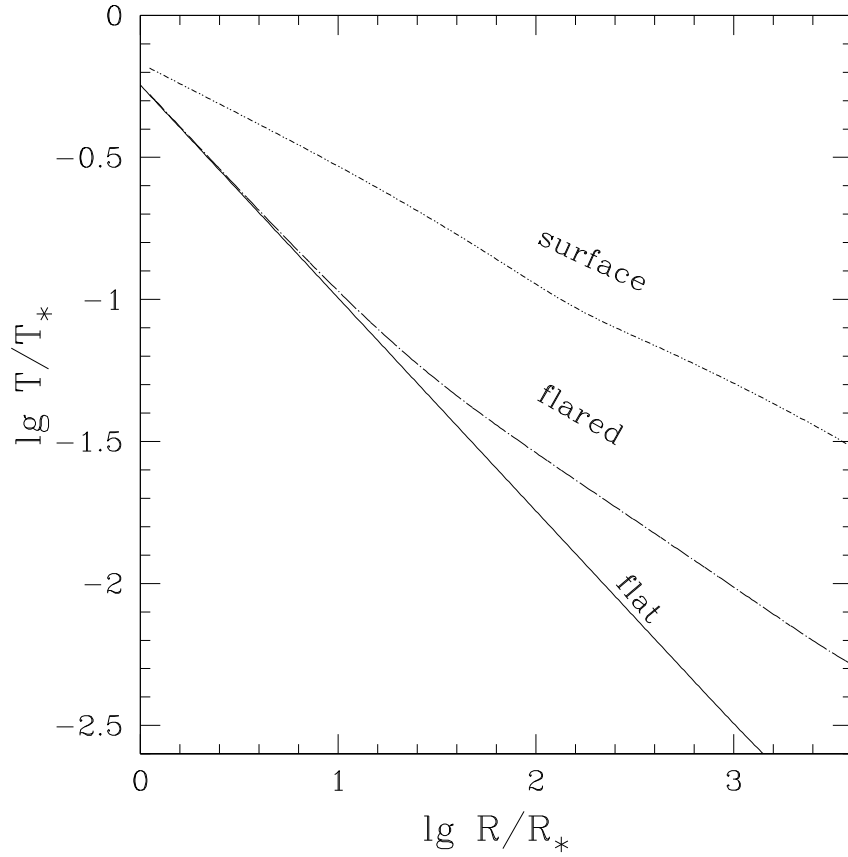


FIG. 1.3 – *Figure extraite de Natta (2004)*. Le rapport de la température du disque sur la température de l'étoile comme fonction de la distance  $R/R_*$ . Profil de température d'un disque plat (trait plein) et du plan médian (ligne point-trait) et de la surface (trait pointillé) d'un disque évasé. Les températures du plan médian du disque plat ou évasé (normalisées à la température de l'étoile) sont pratiquement indépendantes de l'étoile centrale.

de gaz (au travers de la formation des planètes gazeuses par exemple) et les poussières ont tendance à s'agglomérer dans le plan médian, si bien que le disque a tendance à s'aplatir. Les étoiles du groupe II sont donc à un stade plus évolué que celles du groupe I. Alors que la géométrie des disques est admise pour les T Tauri (puisque observée par des images (McCaughrean et al. 2000)), elle est beaucoup moins claire pour les étoiles de Herbig Ae. Au jour d'aujourd'hui, ce n'est qu'avec l'interprétation des SEDs que l'on comprend ces objets et il manque énormément de contraintes sur la géométrie réelle des disques. C'est pourquoi il est important d'observer ces disques en imagerie pour pouvoir mieux comprendre la physique de ces objets.

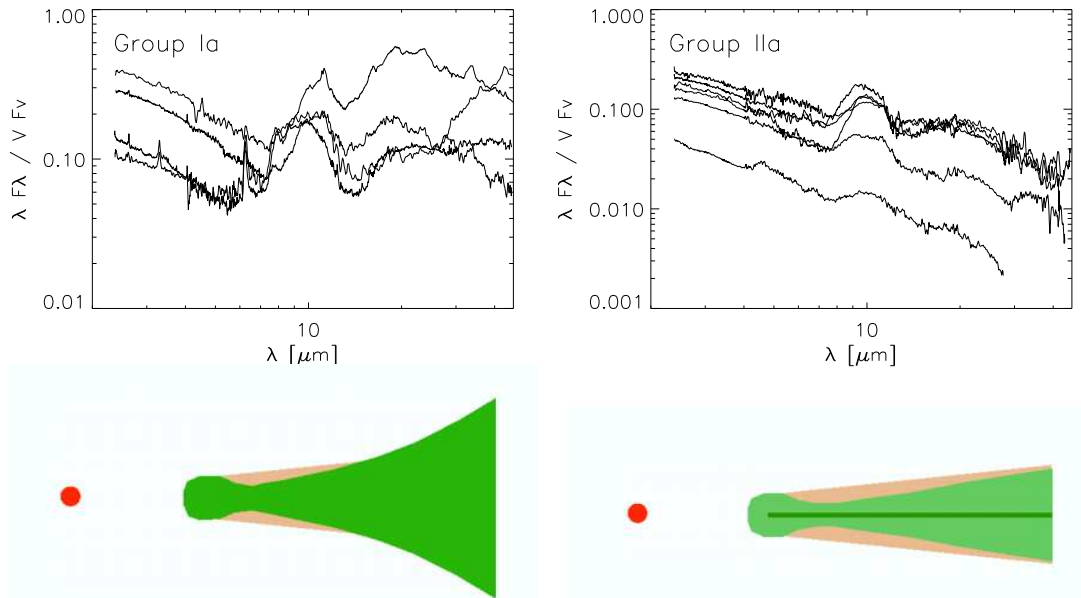


FIG. 1.4 – Classification de Meeus et al. (2001). *Sur la gauche*, SED d'objets du groupe I qui correspond à un disque évasé. *Sur la droite*, SED d'objets du groupe II reflétant un disque *self-shadowed*, i.e. plus ou moins plat caché par l'ombre du bord interne (Dullemond et al. 2001; Dominik et al. 2003).

#### 1.5.4 Temps de vie du disque

Le temps de vie du disque autour des étoiles PMS est un paramètre crucial dans la compréhension de la formation des planètes car celles-ci se forment alors que le disque n'est pas entièrement dissipé. On suppose que le temps de vie des disques est d'environ quelques millions d'années (Takeuchi et al. 2005). Cependant, il est prouvé qu'une fois que la dissipation du disque commence, elle se fait rapidement à la fois pour le gaz et la poussière (quelques  $10^5$  ans, Struikie et al. (1990)) quel que soit le rayon (Duvert et al. 2000). De plus, autour des étoiles plus massives le disque perdure moins longtemps. Par exemple, Lada et al. (2000) ont montré, à travers leur étude sur un échantillon de 391 étoiles dans le nuage du Trapèze, que l'excès en IR proche était moins fréquent autour des étoiles très massives de type spectral OBA. Bien qu'il y ait une tendance générale à ce que la fréquence des disques diminue avec l'âge de l'étoile, certains objets semblent avoir une histoire plus complexe. Il y a des étoiles relativement vieilles (10 millions d'années) qui ont encore un disque riche en gaz et poussière (pour les étoiles HAe, voir Natta et al. (2000)) et des jeunes objets qui ont déjà perdu leur disque, ce qui est le cas pour nombreuses T Tauri (WTTS, 'Weak-line T Tauri Stars'). Cela semble naturel vu le nombre de processus qui peuvent dissiper un disque. Il y a les processus intrinsèques au disque, comme la viscosité et la formation des planètes, et des processus qui dépendent de l'interaction du disque avec l'étoile centrale, comme son champ de rayonnement ou

son vent (champ magnétique). L'environnement dans lequel le disque évolue est aussi déterminant. Les interactions entre le disque et des compagnons peuvent être dévastateurs, tout comme une étoile qui s'approcherait du disque.

### 1.5.5 Le grossissement des grains

Des calculs théoriques ont montré que dans le plan médian de disques, les grains peuvent grossir rapidement d'une taille micronique à des corps de l'ordre du kilomètre (Lissauer 1993). L'échelle de temps caractéristique pour ce procédé dépend entre autres de la distribution initiale des grains, de la densité de la matière circumstellaire et de sa vitesse de turbulence. Dans les conditions de la nébuleuse solaire primitive, le grossissement des grains d'une taille typique du milieu interstellaire à des tailles de l'ordre du mètre se fait en moins de 100 000 ans à une distance de 30 AU du soleil et encore plus rapidement à des distances inférieures (Weidenschilling 1997; Schmitt et al. 1997). Il est tentant de dire que la plupart des étoiles visibles HAe ont des disques où le grossissement des grains a déjà commencé. La poussière du disque est principalement sous forme de petits grains, mais il existe une petite fraction sous forme de corps plus gros. Kenyon et Luu (Kenyon & Luu 1998, 1999) ont montré que, à une distance de l'ordre de la ceinture de Kuiper, le grossissement des grains de 1 à 100 km s'accompagne de la formation d'un grand nombre de petits grains dont on ne connaît pas bien la contribution spectrale. Une fois que les gros corps atteignent des tailles de l'ordre de 1000 km, les petits grains sont perdus très rapidement. Il est alors possible que la transition des disques 'normaux' d'étoiles HAe aux disques de débris tel  $\beta$ Pictoris soit liée à la formation de gros planétésimaux. L'échelle de temps de ce phénomène autour des HAe est de l'ordre de 10 millions d'années.

A ce jour, on pense qu'une stratification verticale des grains (gros grains dans le plan médian auxquels s'ajoutent des petits grains en surface) est tout à fait plausible. Pour connaître la répartition des grains de différentes tailles, il faut observer ces disques à plusieurs longueurs d'ondes.

## 1.6 Questions et perspectives

Ce chapitre rappelle les propriétés des disques autour des étoiles PMS, c'est-à-dire quand l'objet central a déjà accréte la majorité de sa masse finale et évacué la plupart de la matière restante autour. C'est le moment où les planètes se créent. Connaître leurs propriétés et comprendre comment ces disques évoluent au cours de la vie de l'étoile permet de découvrir comment les planètes se forment et évoluent. Les disques des étoiles HAe sont probablement évasés, comme on s'y attend pour des disques riches en gaz en équilibre hydrostatique. Leur masse est incertaine et varie beaucoup d'un objet à l'autre. Les tailles des disques observés vont jusqu'à des centaines d'AU avec une grande disparité due aux différentes techniques d'observation. Les températures reflètent la plupart du temps un disque chauffé par le rayonnement de l'étoile centrale. Ces disques peuvent vivre quelques millions d'années. Cependant, il y a des différences

énormes entre chaque objet, et certains peuvent garder leur disque pendant 10 millions d'années. On ne sait pas vraiment ce qui fait qu'un disque se dissipe plus ou moins vite, même si on pense qu'un objet massif près du disque aura tendance à le faire disparaître rapidement. Pour finir, on a discuté l'état des recherches sur la croissance de la taille des grains durant la vie d'une PMS, ce qui est considéré comme la première étape de la formation des planétésimaux et donc des planètes. C'est pourquoi il est intéressant d'observer ces disques à plusieurs longueurs d'onde afin de visualiser toutes les tailles de grains et de comprendre plus précisément comment le grossissement des grains évolue au cours du temps.

Après 10 ans d'efforts concentrés sur les disques des étoiles de faible masse comme les T Tauri, il a été fait dans les dernières années un réel progrès dans les observations des disques autour des Herbig Ae. C'est un domaine en pleine expansion puisque des modèles de disques (à la fois la structure thermique et chimique) comme les observations à haute résolution angulaire sont de plus en plus à notre portée. Il est admis que la plupart des étoiles de masse intermédiaire sont entourées d'un disque de poussière et de gaz, qui peut représenter le stade avancé du disque d'accrétion dans lequel l'étoile s'est formée. Ce disque se dissipe sur une échelle de temps de 10 millions d'années et est potentiellement le siège de formation de planètes. C'est pourquoi la structure et l'évolution de ces disques protoplanétaires est un des points essentiels des études de formation planétaire. Cependant, la forme des disques est déduite de l'interprétation des SEDs sur le modèle des T Tauri. L'ajustement des modèles au SED est dégénéré et il est essentiel d'obtenir des images de disques autour des étoiles de Herbig Ae pour comprendre la physique autour de ces étoiles plus massives et contraindre la géométrie du disque avec des paramètres comme le rayon externe ou l'inclinaison. Comme la matière dans ces disques est froide, et que leur taille typique est de 100 AU (correspondant à une distance angulaire de 1 seconde d'arc pour la région de formation d'étoiles la plus proche), il est nécessaire d'avoir une grande résolution angulaire en IR et en millimétrique pour les observer.

# Chapitre 2

## Observations en IR moyen des disques autour des étoiles HAe



### Sommaire

2.1	Rayonnement thermique . . . . .	24
2.2	Le spectre en IR moyen des étoiles HAe . . . . .	25
2.3	Disque en infrarouge . . . . .	27

Les observateurs dans le domaine visible ont constaté qu'il existait dans le ciel de nombreuses zones "noires" contenant très peu d'étoiles visibles. Ceci est dû à la présence de poussière interstellaire qui n'émettent pas de lumière dans le visible et qui absorbent celle des étoiles en arrière plan. Ces poussières interstellaires sont composées en majorité de très petits grains (rayon inférieur à  $0.01 \mu\text{m}$ ) dont la composition précise est encore soumise à controverse, mais qui laissent penser à des grains de silicates (contenant de la silice  $\text{SiO}_2$ ), et des grains carbonés (graphite ou charbons).

La température d'un grain est fixée par un équilibre entre la puissance reçue du rayonnement ambiant et celle qu'il perd lorsqu'il rayonne lui-même. C'est ce qu'on appelle l'équilibre thermique. Comme les températures des grains ne peuvent guère dépasser le millier de degrés, température où les grains de silicate commencent à s'évaporer, et sont supérieures à 15-30 K, on se rend compte que ces poussières émettent dans l'IR, entre  $3 \mu\text{m}$  et  $100 \mu\text{m}$  (voir "la loi de Wien" Équation 2.3). De plus, au contraire de la lumière visible qui est fortement atténuée par des régions denses de poussières, la lumière IR est, elle, peu ou pas absorbée par ces grains, et ce d'autant plus que la longueur d'onde est grande. Il est donc possible d'observer en IR des sources invisibles dans le domaine visible (le centre galactique par exemple). Ainsi le domaine IR est adapté à l'étude des objets enfouis et de la poussière qui les entoure, c'est-à-dire des régions de formation d'étoile.

## 2.1 Rayonnement thermique

Un corps noir est un corps qui absorbe toute l'énergie électromagnétique qu'il reçoit, sans en réfléchir ou en transmettre. La puissance émise par un corps noir est donnée par la formule de Planck qui représente la puissance émise par unité de surface (perpendiculaire à la direction de propagation), à l'intérieur d'un angle solide unité :

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad (2.1)$$

où  $\nu$  désigne la fréquence de l'onde,  $T$  la température,  $h$  la constante de Planck,  $k$  constante de Boltzmann et  $c$  la vitesse de la lumière. En IR, on utilise une unité plus adaptée aux ordres de grandeurs des flux des sources observées : le Jansky (Jy) qui s'obtient en multipliant par  $10^{26}$  le flux émis par le corps noir en  $W.m^{-2}.Hz^{-1}$ . On peut distinguer deux régimes :

1.  $h\nu \ll kT$  : Loi de Rayleigh-Jeans

$$B_\nu = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (2.2)$$

Cette relation pourra être utilisée pour les grandes longueurs d'onde, en particulier pour le domaine radio. Cette approximation est vraie tant que la longueur d'onde est plus grande que la longueur du maximum d'émission du corps noir calculée grâce à la loi de Wien qui donne  $\lambda_{max}$  :

$$\lambda_{max} = 2.88 \cdot 10^{-3} T^{-1} (\text{en m}) \quad (2.3)$$

Une température moyenne de 300 K correspond donc à un pic d'émission autour de  $10 \mu\text{m}$ , une température de 150 K à  $20 \mu\text{m}$ .

2.  $h\nu \gg kT$  : Loi de Wien

$$B_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} e^{-\frac{h\nu}{kT}} \quad (2.4)$$

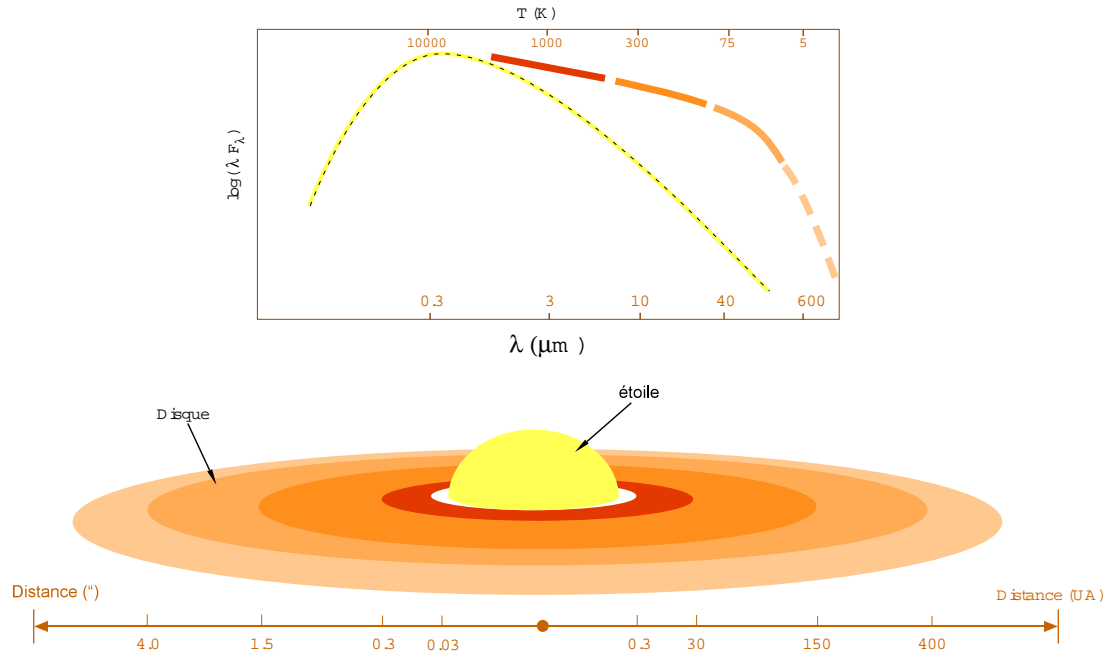


FIG. 2.1 – Effet sur la SED de la présence d'un disque de poussière autour d'une étoile Ae à 100 pc. Les différents domaines IR sont caractéristiques d'une distance précise dans le disque.

## 2.2 Le spectre en IR moyen des étoiles HAe

L'IR moyen correspond à l'émission de grains de poussière à l'équilibre thermique à des distances de 50 à 400 AU autour d'étoiles Herbig Ae. Ce domaine de longueur d'ondes est donc adapté à l'étude des disques autour de ce type d'objet. De plus, les grains de silicate ont une forte signature autour de 10  $\mu\text{m}$  tout comme les bandes IR non identifiées (UIB) à 6.2, 7.8, 8.6, 11.3 et 12.5  $\mu\text{m}$  que l'on attribue aux hydrocarbures polycycliques aromatiques (PAHs).

### 2.2.1 Les Bandes IR non identifiées (UIB).

Les UIBs ont été détectés dans la moitié des étoiles Herbig Ae observées par ISO (Meeus et al. 2001). Elles sont plus faibles dans les étoiles de type avancé, où elles peuvent être détectées seulement avec des spectromètres à haute résolution et de très bonne qualité. L'émission des UIBs se produit dans les régions de profondeur optique faible exposée aux radiations UV de l'étoile. Elle est souvent étendue et non centrée sur l'étoile centrale (Siebenmorgen et al. 1999). Pour certaines étoiles, les UIBs et plus généralement l'émission des espèces chauffées impulsionnellement domine le spectre en IR moyen. Cependant, ceci n'est vrai que pour un très petit nombre d'étoiles et dans la

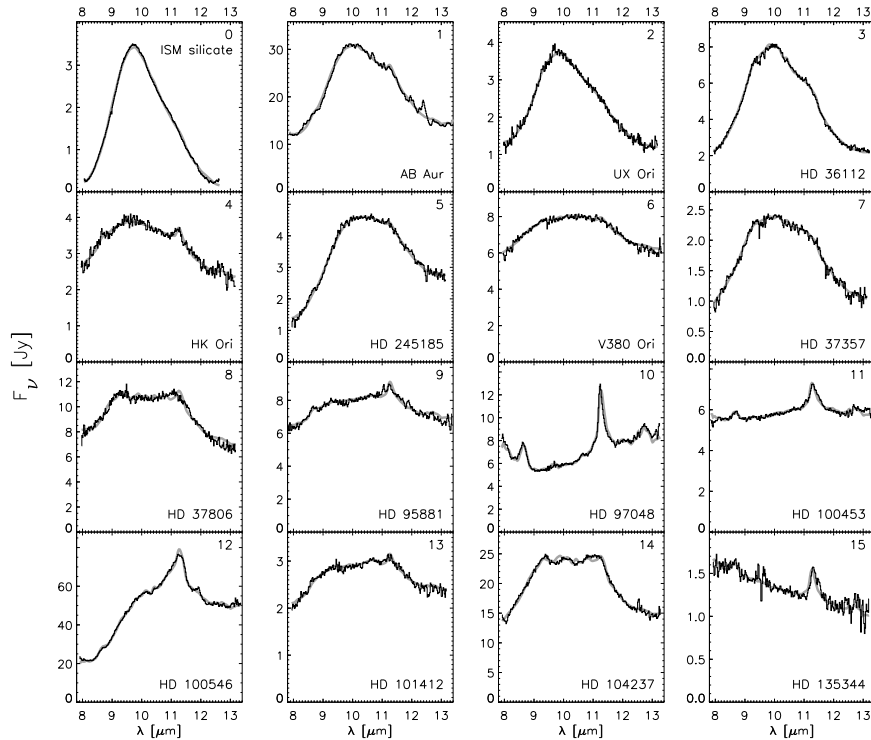


FIG. 2.2 – Figure extraite de van Boekel et al. (2005) avec un échantillon de spectre d'étoiles Herbig Ae en moyen IR. Illustration de la bande silicate à  $9.7 \mu\text{m}$  pour AB Aur et exemple des UIBs à  $8.6$ ,  $11.3$  et  $12.7 \mu\text{m}$  dans HD97048.

plupart des cas, le continuum en IR moyen des étoiles HAe est probablement produit par les grains en équilibre thermique avec le champ de rayonnement local.

### 2.2.2 Les raies des silicates

Wooden (1994) a montré que l'émission des silicates est présente de manière générale dans toutes les étoiles HAeBe de type spectraux avancés (i.e. A5-F), alors qu'elle est généralement absente pour les types spectraux plus jeunes dont les spectres sont dominés par les UIBs. L'émission des silicates à  $10 \mu\text{m}$  est liée à l'existence de grains chauds ( $T_D \gtrsim 500\text{K}$ ) d'une taille inférieure ou égale au micron. Une enveloppe sphérique de poussière autour de l'étoile peut expliquer l'émission des raies de silicate observées si son rayon interne dépend de la sublimation de la poussière (qui se produit pour les silicates à  $1500 \text{ K}$  (Berrilli et al. 1992; Miroshnichenko et al. 1997; Pezzuto et al. 1997)). Des disques optiquement épais ne peuvent expliquer l'émission des silicates. Si on considère un système à trois composantes (étoile + disque + enveloppe), l'émission du continuum du disque en IR moyen est trop fort par rapport à la raie de silicate, et donc dilue l'émission des silicates de l'enveloppe jusqu'à ce qu'elle disparaisse (Natta 1993). Calvet



et al. (1991) ou plus récemment Chiang & Goldreich (1997) ont proposé des modèles plus sophistiqué (géométrie évasée) qui incluent les effets de l'atmosphère du disque sur le spectre d'émission. En effet pour un disque évasé, l'atmosphère du disque est en vue directe de l'étoile et peut être chauffée par le rayonnement stellaire à des températures plus hautes que la température effective des couches internes du disque, et peut ainsi produire une forte raie d'émission des silicates au dessus du continuum produit par le disque épais. Pour les étoiles T Tauri, ces modèles expliquent bien les propriétés observées et peuvent relier la présence des silicates directement à l'existence d'un disque circumstellaire. Des modèles similaires peuvent expliquer de même l'émission des silicates dans les HAeBe.

## 2.3 Disque en infrarouge

C'est dans le domaine IR que les poussières des disques émettent. Plus les poussières sont froides, plus leur rayonnement se fait à grandes longueurs d'ondes. Comme la température des poussières décroît avec la distance à l'étoile, les différents domaines IR (proche/1-5  $\mu\text{m}$ , moyen/10-30  $\mu\text{m}$ , lointain/50-100  $\mu\text{m}$ ) correspondent à des régions précises du disque (Fig. 2.1). Les tailles des disques peuvent être mesurées directement à l'aide d'images prises à différentes longueurs d'ondes. Comme on peut s'y attendre, le résultat va dépendre du traceur et de la longueur d'onde à laquelle on observe. Les disques ont des tailles typiques d'une centaine d'unité astronomiques pour des étoiles HAe. Les grains d'olivine par exemple peuvent atteindre en équilibre thermique des températures de l'ordre de 300 à 150 K à ces distances de l'étoile; c'est pourquoi il est très intéressant d'observer ces objets en IR moyen (entre 10 et 20  $\mu\text{m}$ ). Mais pour caractériser ces disques autour d'étoiles situées à des distances de 100 pc et plus, il faut une bonne résolution angulaire que l'on ne peut obtenir qu'avec des télescopes au sol.

### 2.3.1 La résolution angulaire

Une source ponctuelle ne donne pas une image ponctuelle sur un détecteur. C'est le phénomène de diffraction, dû à la nature ondulatoire de la lumière, qui limite dans le cas d'une optique parfaite la résolution d'une image.

#### 2.3.1.1 La diffraction

La résolution théorique d'un télescope parfait, sans turbulence de l'atmosphère, est caractérisée par sa limite de diffraction. En effet, l'image d'une source ponctuelle à l'infini produit un disque au foyer du télescope (disque d'Airy ou tache de diffraction) entouré d'anneaux concentriques. La théorie optique de la diffraction montre que le diamètre angulaire du disque dépend de la taille du télescope et de la longueur d'onde d'observation. Pour un télescope de 8 mètres et une lumière visible rouge, le diamètre angulaire du disque est de 0,05 seconde d'arc. Une telle résolution correspond à pouvoir séparer les deux phares d'une voiture à près de huit mille kilomètres, ou encore, pour

nous placer dans le domaine astronomique, à séparer une planète (comme Saturne) de son étoile (comme le soleil) à une distance de près de 150 années-lumière ou  $7.510^{-4}$  pc.

Des calculs d'optique permettent de montrer qu'une pupille circulaire (le miroir du télescope) transmet l'intensité suivante :

$$I(\theta) = \left( \frac{2J_1\left(\frac{\pi D\theta}{\lambda}\right)}{\frac{\pi D\theta}{\lambda}} \right)^2 \quad (2.5)$$

où  $\theta$  est la direction (angle) de diffraction considérée,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $J_1$  la première fonction de Bessel et  $D$  le diamètre du télescope. Le premier zéro de  $J_1$  donne le diamètre angulaire de la tâche d'Airy, c'est-à-dire la tâche minimale de l'image d'un point :

$$\theta_A = 2.44 \frac{\lambda}{D} \quad (2.6)$$

On peut déduire de cette expression le critère de résolution de Rayleigh disant qu'il est possible de séparer deux sources à condition que le minimum de la tâche d'Airy (le premier anneau noir) de la première source corresponde au maximum de la tâche de la deuxième source. Ainsi, la distance angulaire entre 2 sources est telle que :

$$\theta \geq \theta_0 = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (2.7)$$

Par exemple, à  $20 \mu\text{m}$ , la résolution limite est de  $1.4''$  d'arc pour la diffraction sur un télescope de  $3.6 \text{ m}$  de diamètre (voir Table 2.1), ce qui revient à une résolution de  $140 \text{ AU}$  pour une étoile à  $100 \text{ pc}$ .

	$10 \mu\text{m}$	$20 \mu\text{m}$
Résolution (télescope de $3.6\text{m}$ )	$0.7 \text{ arc sec}$	$1.4 \text{ arc sec}$
Résolution (télescope de $8\text{m}$ )	$0.3 \text{ arc sec}$	$0.6 \text{ arc sec}$

TAB. 2.1 – Comparaison de la limite de résolution due à la diffraction pour un télescope de  $3.6\text{m}$  et  $8\text{m}$  à  $10$  et  $20 \mu\text{m}$ .

### 2.3.1.2 Le rapport de Strehl

Le rapport de Strehl est le rapport du signal concentré dans le disque d'Airy de la tâche de diffraction par le signal concentré dans ce même disque pour une optique parfaite. Le rapport de Strehl est donc au mieux égal à 1 (cas d'une image limitée par la diffraction). Dans le cas d'une optique parfaite, le télescope focalise  $84 \%$  du signal dans le premier disque d'Airy (le reste du signal est distribué dans les anneaux extérieurs de la tâche image). Une obstruction centrale de  $0.33^1$  dans le cas d'une optique de télescope renvoie une partie plus importante du signal à l'extérieur de la tâche image, si bien que

<sup>1</sup>L'obstruction d'un télescope est causée par son miroir secondaire (et son support) qui stoppe la partie centrale du faisceau lumineux. Pour un télescope Cassegrain standard, l'obstruction est de  $0.33$  ( $d/D$ , avec  $d$  diamètre du miroir secondaire et  $D$  du primaire).

l'on ne retrouve plus que 70% du flux dans le premier disque. Dans ce cas, le rapport de Strehl est de  $S=0.7/0.84=0.83$ . Plus le rapport de Strehl est petit, plus le disque d'Airy perd de l'intensité au profit des anneaux. Le rapport de Strehl est donc un indicateur direct de la qualité des images.

### 2.3.2 Observations au sol en IR moyen

Au sol, on n'est pas limité par la taille des télescopes qui permettent d'améliorer la résolution spatiale, mais par l'atmosphère. Malheureusement, l'atmosphère terrestre absorbe énormément les ondes dans le domaine IR. Elle est quasiment opaque au-delà de  $2 \mu\text{m}$  sauf dans quelques bandes spectrales autour de 3.4, 5, 10 et  $20 \mu\text{m}$  et désignées par fenêtres L, M, N, Q.

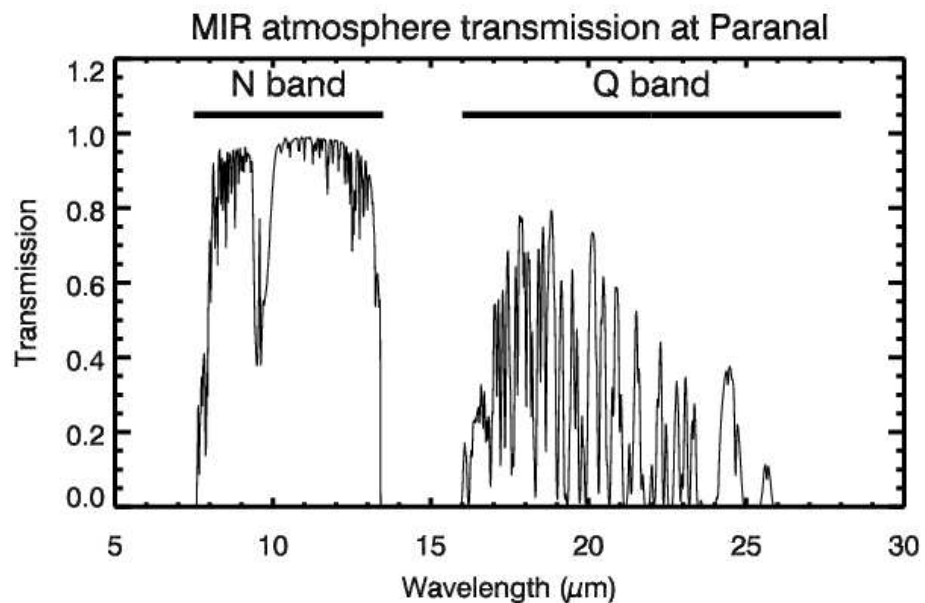


FIG. 2.3 – Transmission simulée pour le site de Paranal au Chili au zénith avec un modèle HITRAN (Siebenmorgen) .

En plus d'absorber une partie du rayonnement IR, l'atmosphère, qui est à une température d'environ 300 K, émet un fond en IR très important, qui dépasse largement le flux de la plupart des sources astrophysiques. L'émission thermique du télescope et de la caméra limitent également les observations en IR. Alors que l'on peut diminuer l'émission propre de la caméra en la refroidissant, il est nécessaire d'utiliser des techniques particulières pour arriver à éliminer les émissions indésirables de l'atmosphère et

du télescope (technique chopping/nodding section 2.3.2.2).

Il est possible de s'affranchir des limitations imposées par l'atmosphère en utilisant des télescopes à bord de ballons, d'avions stratosphériques ou de satellites. Le premier satellite fut envoyé par les américains en 1984 et il s'appelait IRAS. En 1995, le satellite européen ISO fut lancé et ce fut un véritable succès avec plus de 370 publications jusqu'à présent. En 2003, le satellite américain Spitzer a été lancé. Il possède une sensibilité meilleure qu'ISO mais malheureusement, les télescopes embarqués ne peuvent être que de taille modeste comparativement aux télescopes au sol. IRAS avait un miroir de 57 cm de diamètre, ISO 60 cm et Spitzer en a un de 80 cm à comparer aux miroirs de 8 m du VLT.

### 2.3.2.1 La transmission atmosphérique dans l'IR thermique

L'atmosphère terrestre absorbe la majorité du flux des sources en IR moyen (à cause des raies multiples d'absorption moléculaires de CO<sub>2</sub>, CO, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>) ne laissant que quelques fenêtres d'observation. Alors que la bande N a une bonne transmission (presque 100 %), la bande Q a une transmission chaotique et décroissante avec la longueur d'onde, ne permettant aux instruments terrestres d'observer que des sources relativement brillantes dans ce domaine de longueur d'onde. La transmission des bandes est représentée Fig 2.3. La bande Q peut être vue comme la superposition de plusieurs bandes très étroites ( $\Delta\lambda=1 \mu\text{m}$ ) de transmission 60 %. Les observations dans la bande Q nécessitent un faible taux d'humidité et sont donc très dépendantes des conditions météorologiques. Le choix du site d'observation est crucial pour un instrument IR.

### 2.3.2.2 Technique d'observation en IR moyen

L'atmosphère et le télescope sont des sources d'émission IR qui sont en général beaucoup plus fortes que les sources astrophysiques elles-mêmes. Pour pouvoir exploiter les observations, il est nécessaire d'utiliser des techniques spécifiques d'observation de manière à pouvoir extraire le signal noyé dans les émissions parasites.

Ces techniques sont communément utilisées en IR et se basent sur une double observation dans laquelle l'objet est observé dans deux positions de télescope différentes avec un laps de temps relativement court.

Elles sont de deux types, la première, *chopping*, a pour but de soustraire l'émission de l'atmosphère et d'une bonne partie de l'émission du télescope, la seconde, *nodding*, est chargée de corriger l'émission résiduelle due principalement au télescope.

1. *Chopping* Compte tenu de l'échelle de temps des fluctuations de l'atmosphère, les acquisitions doivent se faire à une fréquence de l'ordre du Hz. Une telle fréquence ne peut être obtenue en déplaçant le télescope. C'est donc le miroir secondaire du télescope Cassegrain que l'on fait osciller, et les images obtenues correspondent aux 2 positions prises par le miroir au cours de son oscillation. Cette technique est appelée *chopping*. La soustraction de ces observations permet d'éliminer les émissions du ciel et une bonne partie de l'émission du télescope pour faire ressortir le signal.

2. *Nodding* La correction obtenue grâce au *chopping* n'est qu'une correction au premier ordre. Les deux positions du miroir secondaire correspondent à des trajets optiques différents dans le télescope (différence de température, de l'état de surface, de trajet sur le miroir primaire). Ainsi, les flux IRs varient, ce qui explique la présence d'un fond résiduel qui va être corrigé grâce au *nodding*.

L'échelle de temps des fluctuations de ce bruit résiduel est longue comparée à celle des variations du ciel. C'est pourquoi pour corriger cet effet, on peut se contenter de bouger le télescope et de reproduire la même observation pour deux positions de l'objet. Des soustractions permettent ainsi d'éliminer les émissions résiduelles.

Ces techniques sont illustrées par la Figure 2.4.

L'utilisation combinée du *chopping* et du *nodding* revient à multiplier par 4 (2x2) les temps d'observation pour pouvoir extraire le signal proprement. En réalité, le *chopping* et *nodding* sont utilisés de manière à ce que l'objet reste constamment dans le champ du détecteur (Fig 2.4).

Il est ainsi possible de recombinaison les images en utilisant le signal des 2 positions de *chopping* et *nodding* (4 sources sur le détecteur) afin d'augmenter le rapport signal à bruit si bien que les temps d'observations ne sont finalement que multipliés par 2.

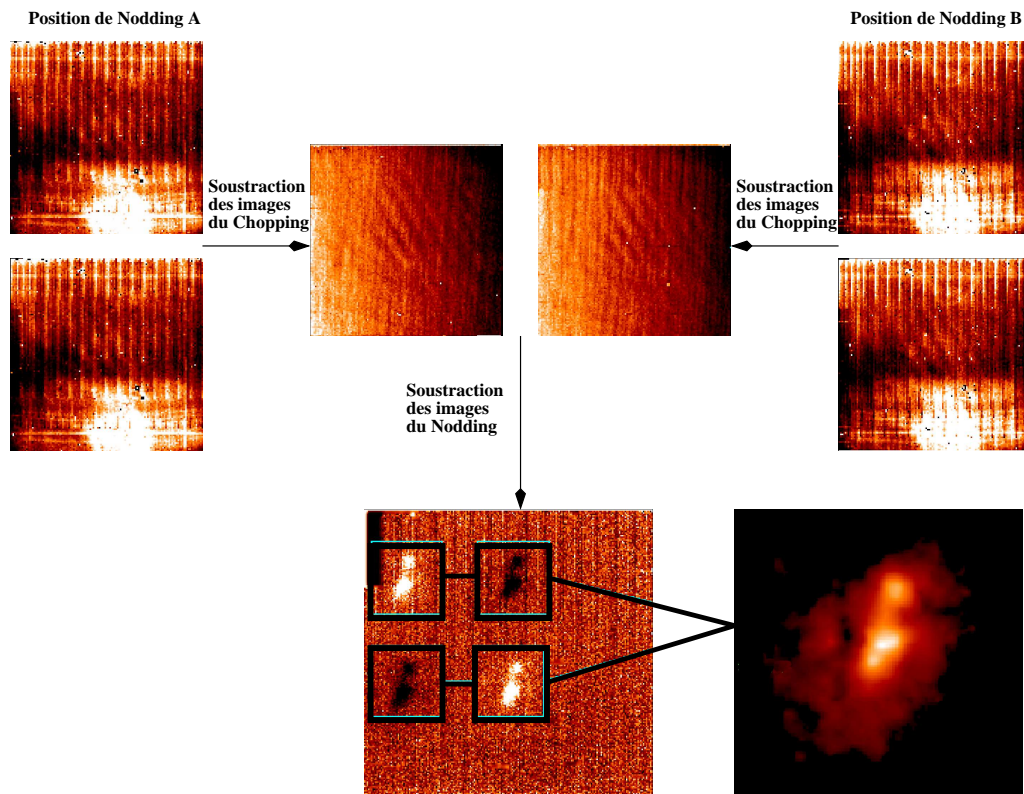


FIG. 2.4 – Illustration de la technique chopping/nodding (Lagage et al. 2004).



# Chapitre 3

## Exploitation des données CAMIRAS



### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>33</b>
<b>3.2</b>	<b>Observations</b>	<b>34</b>
<b>3.3</b>	<b>Etat des lieux avant les observations CAMIRAS</b>	<b>46</b>
<b>3.4</b>	<b>Modélisation</b>	<b>48</b>
<b>3.5</b>	<b>Limites du modèle</b>	<b>66</b>
<b>3.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>71</b>

### 3.1 Introduction

Mon premier travail de thèse a été l'analyse des données produites par la caméra IR du CEA "CAMIRAS", installée sur le Canada France Hawaii Telescope (CFHT), télescope de 3.6m. On a construit un échantillon de sept étoiles HAeBe (Tab.3.1), observées entre le 16 et 24 mars 2000, en se basant sur le catalogue de Thé et al. (1994) et Malfait et al. (1998) et en se limitant aux plus brillantes et plus proches. La limite de diffraction atteinte par un télescope de 3.6 m en IR moyen permet de résoudre les disques d'une taille de 100 AU autour d'une étoile à 100 pc.

Les premières tentatives pour distinguer l'extension spatiale de la matière circumstellaire en IR moyen ont été faites à l'aide d'observations à plusieurs ouvertures avec un seul bolomètre : l'émission observée autour de trois étoiles (HD97048, HD97300 et HD176386) s'étendait au delà de 5 secondes d'arc (Prusti et al. 1994). Une telle émission a été attribuée à celle de grosses molécules et de petits grains chauffés de manière impulsionnelle par le rayonnement UV de l'étoile et répartis dans une enveloppe à grand rayon interne. Ce n'est qu'avec l'arrivée des caméras IR qu'on a pu mesurer l'importance des observations en IR moyen pour l'étude de ces disques. Des disques d'une taille de

l'ordre de 500 AU ont été observés autour de deux étoiles Herbig Ae : AB Aur (Marsh et al. 1995; Pantin et al. 2005a) et HD100546 (Grady et al. 2001; Liu et al. 2003). Les observations interférométriques ont permis d'accéder aux régions internes (1-10 AU) de ces disques et plusieurs objets ont été résolus (Tuthill et al. 2002; Leinert et al. 2004; Liu et al. 2005). Il est désormais clair, au vu de ces quelques exemples, que les observations en IR moyen ont un réel potentiel pour donner des informations uniques sur la structure des disques circumstellaires, nécessaires pour contraindre les modèles de disques et de formation planétaire.

Quels sont les intérêts d'observer à  $20 \mu\text{m}$  depuis le sol pour détecter des disques autour d'étoiles ?

- C'est la poussière froide loin de l'étoile qui émet en IR moyen (150 K) au contraire du proche IR dominé essentiellement par l'émission de l'étoile.
- C'est une des longueurs d'ondes les plus grandes en infrarouge, observable depuis le sol, qui permet d'avoir la résolution spatiale nécessaire pour résoudre des objets étendus.
- L'imagerie à  $20 \mu\text{m}$  du sol permet d'obtenir des images limitées par diffraction, l'atmosphère étant beaucoup plus stable qu'aux courtes longueurs d'onde.

Finalement, l'observation à  $20 \mu\text{m}$  est un bon compromis entre turbulence et résolution spatiale. En effet, l'observation aux courtes longueurs d'onde permet d'obtenir une haute résolution spatiale qui est dégradée par l'atmosphère, alors que les instruments d'observation aux grandes longueurs d'onde possèdent une résolution spatiale moins bonne mais peu affectée par la turbulence.

## 3.2 Observations

La caméra IR CAMIRAS est équipée d'un détecteur Boeing 128 par 128 pixels sensible jusqu'à une longueur d'onde de  $28 \mu\text{m}$ . Durant les observations du 18 au 24 mars 2000, le seeing (en moyenne de 0.8 seconde d'arc dans le visible) et les conditions météorologiques ont été extrêmement favorables et stables dans le temps. Les objets ont été observés au travers d'un filtre centré à  $20.5 \mu\text{m}$  avec une largeur à mi-hauteur de  $1.11 \mu\text{m}$ . Ce filtre ne contient aucune raie intense liée à l'atmosphère. Les sources ont toujours été observées à une masse d'air inférieure ou égale à 1.3. Afin d'obtenir la meilleure résolution spatiale, les directions de chopping et nodding sont perpendiculaires, ce qui donne une image avec quatre sources, deux positives et deux négatives (Fig 3.1). L'amplitude de chopping est de 16 secondes d'arc vers le nord et celle de nodding de 20 secondes d'arc vers l'ouest.

La taille du pixel est de 0.29 seconde d'arc, ce qui permet de bien échantillonner la tâche de diffraction à  $20 \mu\text{m}$  (de l'ordre de 1.4 secondes d'arc). En effet, comment doit-on échantillonner un signal pour ne pas perdre d'information ? Le théorème de Shannon donne précisément la réponse à cette question.

**Théorème de Shannon :** *la fréquence d'échantillonnage doit être au moins égale au*



*double de la fréquence maximale du signal analogique. Si l'on se situe sous cette limite théorique, il y a perte d'information dans le signal.*

En d'autres termes, pour ne pas perdre d'information dans un signal, l'intervalle entre deux échantillons doit être inférieur à la demi-période du signal. Cette dernière forme rend très claire le théorème appliqué aux images : pour bien échantillonner un objet, il faut que le plus petit détail soit étalé sur au moins deux pixels.

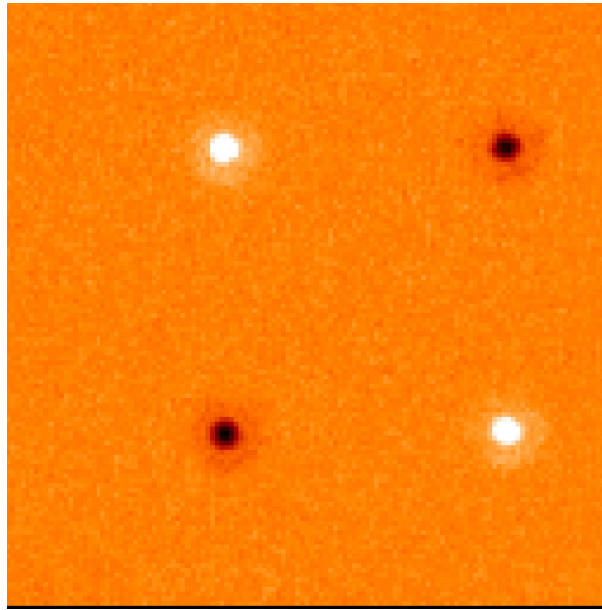


FIG. 3.1 – Exemple d'une image réduite après chopping et nodding. Les 2 sources positives et 2 sources négatives correspondent aux deux positions de chopping et nodding.

### 3.2.1 Réduction de données

#### 3.2.1.1 Réduction de données basique

Chaque objet est représenté, après combinaison des données chopping et nodding, par une image contenant deux fois la source positive et deux fois la source négative (Fig 3.1).

Cette recombinaison s'accompagne d'une réjection des images dont le niveau s'éloigne de la moyenne, d'une correction des défauts ('glitches', mauvais pixels, ...), et d'un ré-échantillonnage (en vue de sommer et recentrer les images les unes par rapport aux autres) avec des décalages qui sont d'une précision subpixellique. De cette image combinée, les 4 sources sont extraites, recentrées en utilisant une méthode de corrélation, et recombinaison en une image finale contenant l'objet à étudier.

Les calibrations ont été faites par photométrie d'ouverture sur des étoiles standards photométriques telles que  $\alpha$ Tau,  $\alpha$  Boo,  $\gamma$  Dra et  $\beta$  Gem.

### 3.2.1.2 Soustraction de PSF

Le but de cette étude est d'identifier des éventuels disques autour d'étoile. Pour chaque objet, il n'est pas nécessaire de tenir compte du flux de l'étoile à  $20.5 \mu\text{m}$  qui est négligeable devant l'émission thermique des poussières (de l'ordre de  $10^{-4}$ ). L'étoile se comporte comme un corps noir dont le maximum d'émission correspond aux courtes longueurs d'onde ( $T_{eff}=9000\text{K}$  correspond à  $\lambda_{max} = 0.3\mu\text{m}$ ). A  $20.5 \mu\text{m}$ , on est dans le cadre de l'approximation de Rayleigh-Jeans qui permet d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{F_{20\mu\text{m}}}{F_V} = \left(\frac{0.545}{20.5}\right)^2 = 7.10^{-4} \quad (3.1)$$

Le disque peut être décomposé en deux composantes :

- une composante ponctuelle qui correspond aux régions internes du disque, non résolus par les observations.
- une composante étendue qui représente les régions externes du disque.

Il faut alors étudier la deuxième composante pour recueillir des informations sur la géométrie du disque. Il est alors nécessaire de s'affranchir de la composante ponctuelle représentée par l'étoile de référence ou PSF (Point Spread Function) de la nuit correspondante. En effet, les régions internes sont très brillantes et gênent l'interprétation qu'on peut faire de la composante étendue plus faible. Ainsi, l'étape la plus délicate dans la réduction de données est la soustraction de l'étoile de référence à l'objet. J'ai utilisé pour cela une méthode développée par E. Pantin (Pantin et al. 2000). On considère un objet, susceptible d'être étendu, et une PSF correspondante. Pour chaque couple, on cherche le facteur R (rapport en flux entre les deux objets), le décalage de pixels dans les deux directions x et y ( $\delta x$  et  $\delta y$ ) entre les deux images et l'écart à la moyenne de l'image  $\sigma$ . Ces paramètres sont alors déterminés en essayant de minimiser la grandeur suivante :

$$J = \sum_{\text{pixel}} \frac{\text{Obj} - \text{shift}\left(\frac{\text{PSF}}{R}, \delta x, \delta y\right)}{\sigma} \quad (3.2)$$

Grâce à un programme interactif, il est possible d'optimiser les paramètres afin d'ajuster (minimisation de  $\chi^2$ ) au mieux les résidus de la soustraction. Pour valider la méthode, la soustraction d'une étoile de référence à une autre a été faite, afin de s'assurer qu'il n'y avait aucun résidu.

### 3.2.2 Résultats

Sur un échantillon de 7 étoiles, 3 objets ont été vus étendus à  $20 \mu\text{m}$ . Les critères de détections d'extensions autour des étoiles ont été :

- Forme des résidus similaire sur plusieurs nuits. Vérifié pour HD135344 et CQ Tau
- Fort rapport signal sur bruit des résidus qui sont similaires quelle que soit la PSF soustraite au cours de la même nuit. Vérifié pour HD163296.

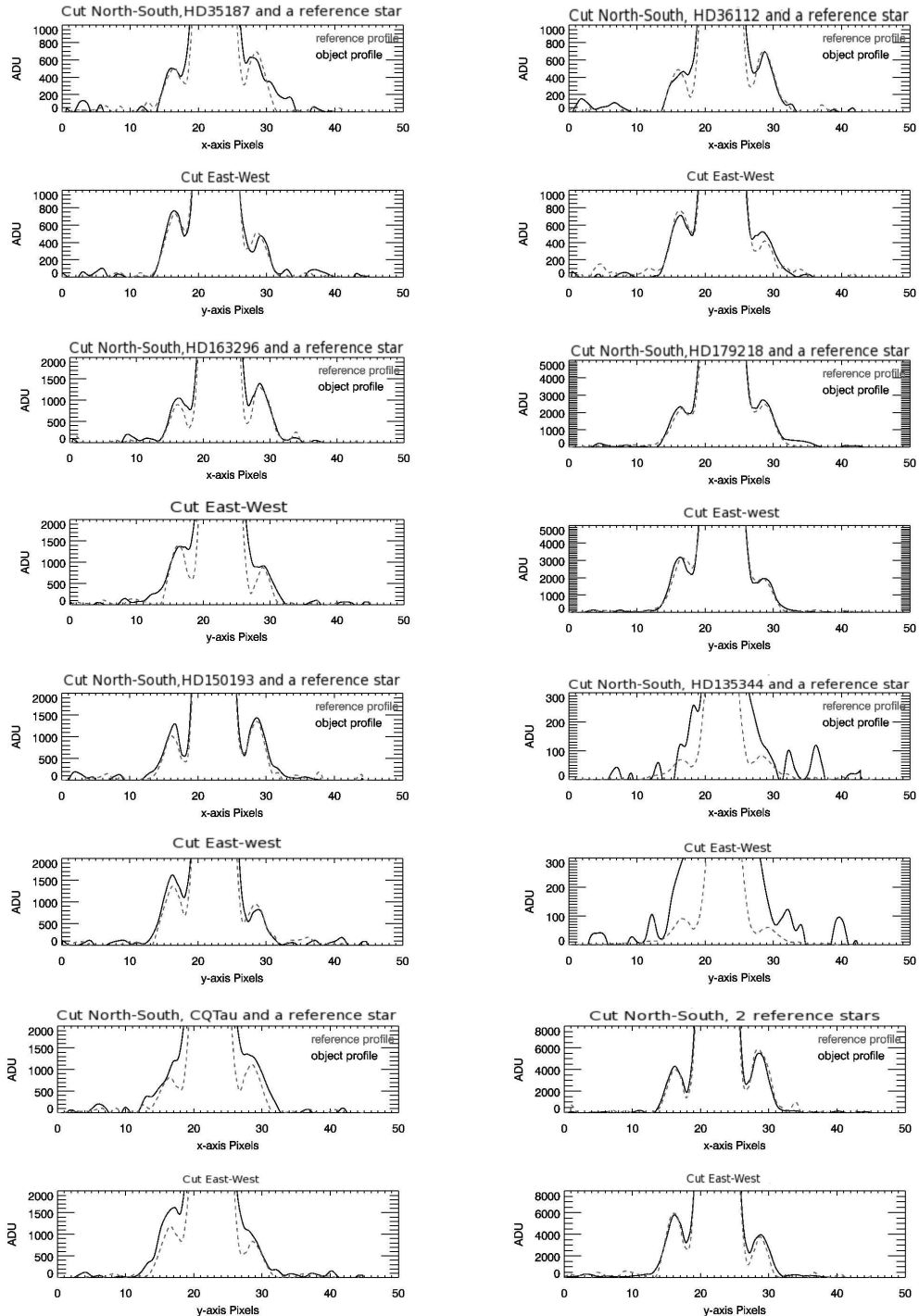


FIG. 3.2 – Cette figure montre les profils d'intensité normalisée le long des axes Nord-Sud et Est-Ouest des objets observés avec CAMIRAS. On voit que pour certains objets les Anneaux d'Airy sont remplis et qu'une émission étendue est détectée.

Les autres étoiles (HD150193 et HD36112) ne respectent pas ces critères et on n'a pas pu conclure dans leur cas.

Les résidus de HD35187 ont été reproduits d'une référence à l'autre, mais ils semblent correspondre à la position des deux étoiles de cette binaire. En effet, les résidus ont la forme de deux sources séparées d'environ 1.7 secondes d'arc dont l'orientation sur le ciel de 175 degrés coïncide avec l'angle de position des deux étoiles (PA  $\sim$  192 degrés, Dunkin & Crawford (1998)). On ne peut donc pas conclure sur ce cas. Enfin, pour HD179218 dont les résidus sont comparables au bruit, il a été conclu qu'il n'y avait pas d'extension.

En résumé, 42% de l'échantillon d'étoiles de Herbig Ae montrent une émission étendue ; ceci confirme le fait que la structure étendue est assez répandue.

TAB. 3.1 – Paramètres des étoiles observées. La colonne 2 donne le nom de l'étoile. La classification de Meus et al. 2001 est en colonne 3. La distance dérivée de mesures directes (Hipparcos) en colonne 4. Le type spectral, la température effective et la luminosité en colonne 5 à 7. La masse et l'âge sont estimés pour la plupart des étoiles en comparant leur position dans un diagramme HR au chemin évolutif des étoiles pré-séquence principale. Dans la colonne 10 est indiquée la bibliographie et dans la dernière colonne, il est mentionné si l'objet est trouvé étendu ou pas dans les observations CAMIRAS. '?' signifie que les critères de détection donnés n'ont pas été remplis.

(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
#	Etoile	Groupe	$d$ [pc]	Sp. type	$\log T_{\text{eff}}$ [K]	$\log L$ [ $L_{\odot}$ ]	Masse [ $M_{\odot}$ ]	$\log(\text{age})$ [ans]	REF	étendue
1	HD 179218	Ia	$243^{+68}_{-43}$	B9e	4.021	2.00	$2.9 \pm 0.5$	$6.1 \pm 0.4$	VB05	non
2	HD 36112	Ia	$204^{+63}_{-39}$	A5IVe	3.911	1.35	$2.0 \pm 0.3$	$6.5 \pm 0.3$	VB05	?
3	CQTau	Ia	$99^{+24}_{-16}$	F5IVe	3.810	0.01	$1.1 \pm 0.3$	$>7.0$	VB05	oui
4	HD 135344	Ib	$140^{+42}_{-42}$	F4Ve	3.819	0.91	$1.6 \pm 0.2$	$6.9 \pm 0.3$	VB05	oui
5	HD 35187	II	$150^{+55}_{-55}$	A2+A7Ve	3.953	1.29	$1.7 \pm 0.3$	$7 \pm 0.5$	D98	?
6	HD 150193	IIa	$150^{+50}_{-30}$	A2IVe	3.953	1.38	$2.3 \pm 0.2$	$>6.3$	VB05	?
7	HD 163296	IIa	$122^{+16}_{-13}$	A3Ve	3.941	1.38	$2.0 \pm 0.2$	$6.7 \pm 0.4$	VB05	oui

D98 : Dunkin & Crawford 1998 ; VB05 : van Boekel 2005

Pour vérifier que les extensions sont bien réelles, il faut étudier tout effet qui pourrait conduire à une fausse extension.

Premièrement, il faut vérifier que ce n'est pas la soustraction de la PSF qui induit des résidus non nuls, i.e. que la PSF est stable. Rappelons qu'une des causes de variation de la PSF est la turbulence de l'atmosphère qui peut se mesurer au travers du seeing. Cependant, il ne faut pas oublier que le seeing a peu d'influence sur la résolution spatiale à  $20.5 \mu\text{m}$ . En effet, pour un seeing de 0.8 seconde d'arc dans le visible, le seeing à  $20 \mu\text{m}$  est de 0.4 seconde d'arc (si on tient compte de la décroissance en longueur d'onde

$\lambda^{-1/5}$  du seeing). Les variations temporelles de seeing induisent donc un mouvement de 1 pixel sur le détecteur, ce qui est bien plus faible que la largeur des extensions trouvées. De plus, pour deux des objets, les résidus ont été reproductibles d'une nuit à l'autre. L'extension de HD13344 a été confirmée durant 4 nuits (6 minutes d'observation le 18 mars 2000, 3 minutes le 19 mars, 6 minutes le 21 mars et 2 minutes 30 le 24 mars). De même pour CQTau observée sur deux nuits (3 minutes le 20 mars et 6 minutes le 21 mars). HD163296 a été observée une fois le 24 mars avec un temps d'exposition de 3 minutes.

Deuxièmement, il faut examiner la transmission du filtre pour contrôler que celui-ci n'a pas de fuites qui pourraient provoquer les extensions observées.

### 3.2.2.1 Simulations des effets de fuite du filtre sur les images

- **Transmission du filtre** Les étoiles HAe ont généralement un fort excès IR caractéristique de la matière circumstellaire, et donc un spectre très différent de celui de l'étoile de référence. Quand on soustrait la composante centrale de l'objet à l'aide de la PSF, on présuppose qu'elle représente correctement cette dernière. Or, l'image observée correspond à l'intégration du spectre sur un domaine de longueur d'onde déterminé par le filtre. Pour enlever la composante ponctuelle, on suppose donc que la contribution hors de la bande passante est négligeable pour l'objet comme pour la PSF. S'il y a une fuite dans le filtre, qu'elle soit du côté bleu ( $\lambda \leq 20.5 \mu\text{m}$ ) ou rouge de la bande de transmission, cela provoquerait des variations entre l'objet et l'étoile standard dans l'intégration sur toutes les longueurs d'onde faisant apparaître des extensions autour des objets. Pour être sûr que les extensions trouvées n'étaient pas liées à des fuites du filtre de CAMIRAS, nous avons mesuré la transmission du filtre à  $20.5 \mu\text{m}$  et simulé des images prises avec ce filtre sur les objets observés. La mesure de transmission relative du filtre a été faite à la température de 10 K (température de fonctionnement de CAMIRAS sur le télescope) à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier<sup>1</sup> d'une résolution de  $4 \text{ cm}^{-1}$ . La valeur typique de la transmission en dehors du filtre est de  $10^{-4}$  (Fig 3.3).

- **Simulation des effets de fuite du filtre**

Afin d'obtenir des observations simulées avec la transmission mesurée du filtre, on crée des images à la limite de diffraction du télescope, en supposant qu'il n'y a pas d'extension spatiale. Les effets d'obscuration par le miroir secondaire sont pris en compte. L'intensité s'exprime (Evenhart 1959) en fonction du facteur d'obscuration  $\alpha$  de la façon suivante :

$$I = \left[ \frac{D^2 k u_0}{2F} \right] \left[ \frac{2J_1(r)}{r} - \frac{\alpha^2 2J_1(\alpha r)}{\alpha r} \right]^2 \quad (3.3)$$

où  $D$  est le rayon du miroir primaire du télescope,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $u_0$  le champ de l'onde incidente dans le plan du miroir primaire,  $F$  est la distance entre le miroir

<sup>1</sup>Merci à Louis d'Hendecourt et Dominique Deboffe qui ont mesuré cette transmission à l'IAS.

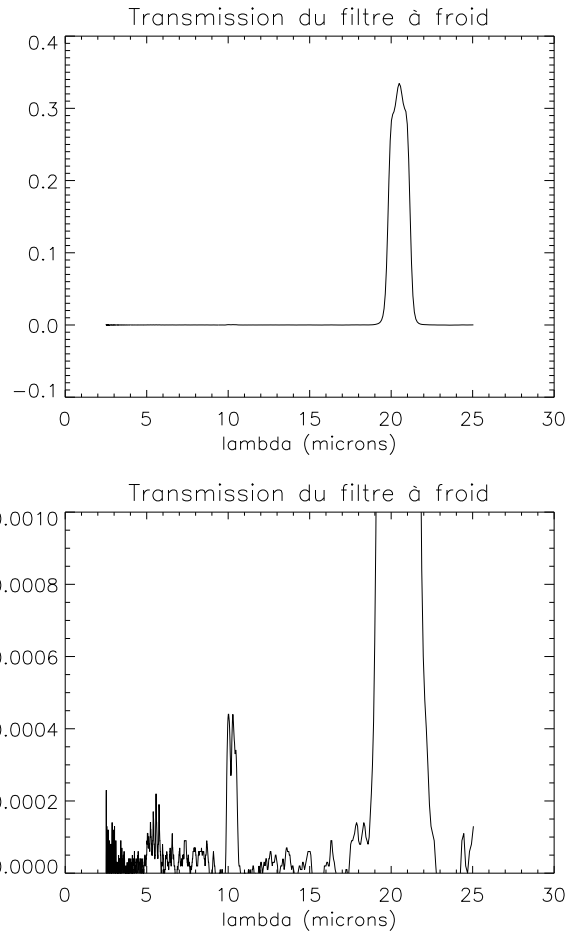


FIG. 3.3 – Transmission du filtre à froid mesuré par un spectromètre à transformée de Fourier à l’IAS. L’échelle de la figure du bas est multipliée par 100 par rapport à celle du haut.

et le plan de l’image et  $r$  est une grandeur sans dimension qui matérialise la distance radiale dans le plan image;  $r = kDR/F$  où  $R$  est la vraie distance radiale dans le plan image. On crée une série d’images pour des longueurs d’ondes variant de 1 à 28  $\mu\text{m}$  (Fig. 3.4). Pour tenir compte de la turbulence, les images doivent être convoluées avec une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale au seeing à la longueur d’onde considérée. Le seeing moyen vaut 1 seconde d’arc dans le visible (0.6  $\mu\text{m}$ ).

On a donc construit une série d’images qui prend en compte la diffraction et le seeing pour chaque longueur d’ondes. Pour chaque pixel  $(i, j)$ , il est possible de tracer le flux ( $F_{\lambda}^{i,j}$ ) du pixel en fonction de la longueur d’onde. L’image finale a

alors pour flux à chaque pixel (i,j) :

$$F(i, j) = \int F_{\lambda}^{i,j} * S_{objet} * T_{filtre} * (T_{atmo}) d\lambda \quad (3.4)$$

où  $S_{objet}$  désigne le spectre mesuré de l'objet (données ISO SWS entre 2 et 28  $\mu\text{m}$  communiquées par J. Bouwman (Meeus et al. 1998)),  $T_{filtre}$  la transmission du filtre mesurée et  $T_{atmo}$  la transmission de l'atmosphère.

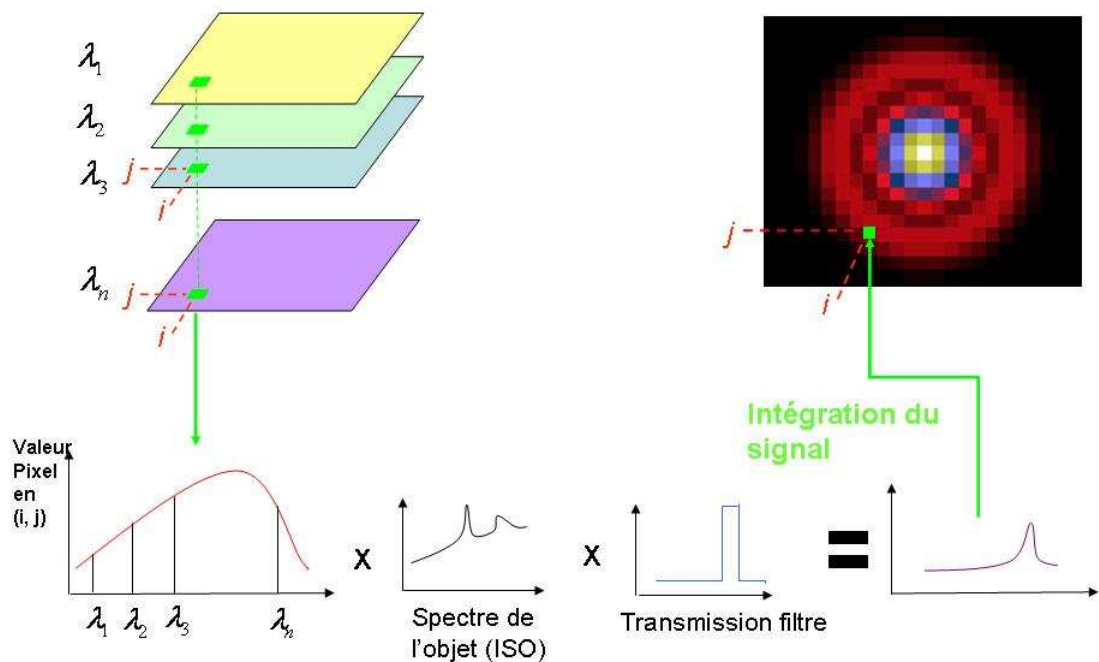


FIG. 3.4 – Les différentes étapes de la création des images simulées. Une série d'images est construite en tenant compte de la diffraction et du seeing pour  $n$  longueurs d'ondes. Pour chaque pixel, le flux est fonction de la longueur d'onde  $\lambda$ . Finalement, ceci est multiplié par la transmission du filtre mesurée et le spectre réel de l'objet pour obtenir un spectre final. La valeur du pixel dans l'image finale est le résultat de l'intégration du spectre final sur toutes les longueurs d'onde.

J'ai simulé des images pour HD135344, HD163296 pour lesquels les spectres ISO étaient accessibles (voir Fig. 3.5). Le spectre des étoiles standards a été construit en supposant une émission de corps noir calibrée grâce aux données existantes (Van Malderen et al. 2004). Il a été vérifié que les flux calculés correspondent à ceux mesurés (voir Tab. 3.2).

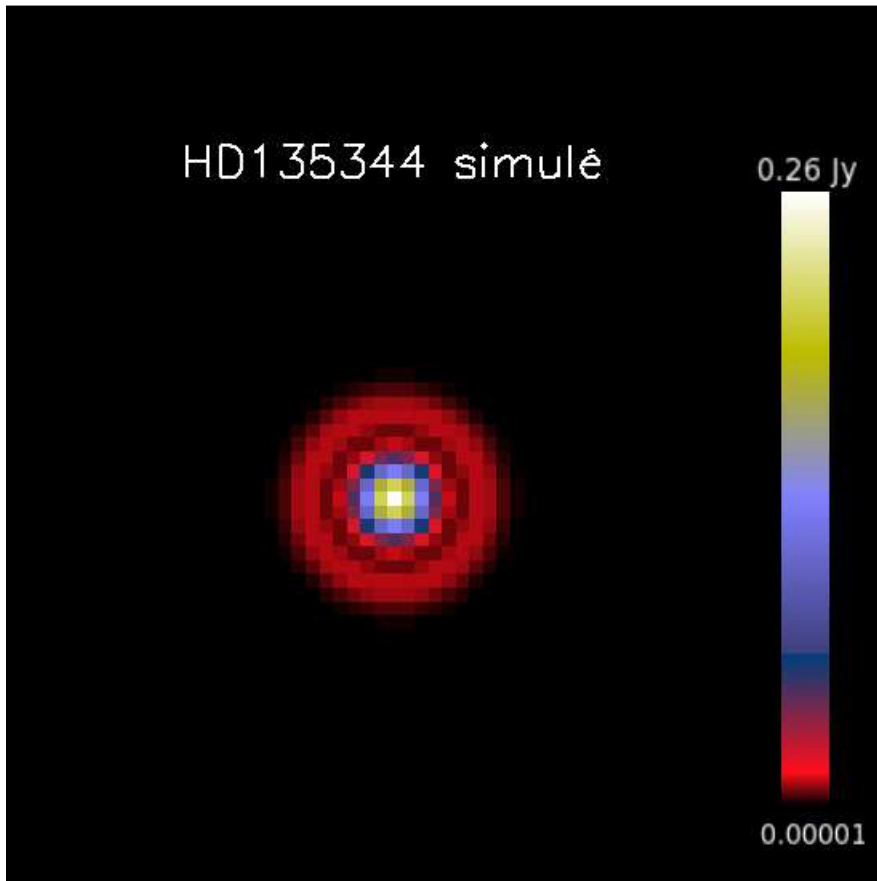


FIG. 3.5 – Simulation de HD135344 supposé ponctuel en prenant pour spectre celui mesuré par ISO.

	$F_{20}^{simul}$ (Jy)	$F_{20}^{mesur}$ (Jy)
HD135344	5.7	$5 \pm 1$
HD163296	22	$23 \pm 3$
$\alpha$ Boo	158	$170 \pm 20$

TAB. 3.2 – Comparaison entre les flux calculés avec la simulation (en faisant la photométrie de l'image) et ceux mesurés avec le spectre ISO de l'objet.

Pour savoir dans quelle mesure les extensions peuvent être produites à cause des fuites du filtre, évaluons quelle doit être la valeur des fuites au-dessus de laquelle les résidus de la soustraction de la PSF à l'objet sont significatifs ( $\geq 3\sigma$ ). Si le filtre a des fuites dont le niveau est inférieur ou égal à  $10^{-3}$ , les résidus de la soustraction de la PSF à l'objet sont pratiquement nuls et aucune extension n'apparaît. Si par contre, il y a des fuites plus importantes, il y a effectivement des résidus non nuls. Mais ils ne correspondent pas aux extensions circulaires observées. Alors



que le profil de l'objet et de la référence se superposent parfaitement pour la transmission du filtre mesurée (Fig. 3.6), il existe une différence pour des fuites du filtre plus grandes (Fig. 3.7). Si on considère une transmission avec la valeur 1 à l'intérieur de la bande passante et  $10^{-2}$  à l'extérieur, l'objet est plus lumineux que la PSF au niveau des anneaux d'Airy (Fig. 3.7) que ce soit pour HD135344 ou HD163296. La soustraction de la PSF à l'objet donne alors des résidus non nuls au niveau des anneaux d'Airy. Ceci n'explique pas les extensions observées dans les images CAMIRAS car celles-ci ne coïncident pas avec les positions des anneaux de diffraction. En conclusion, les extensions observées ici ne viennent pas d'une fuite du filtre.

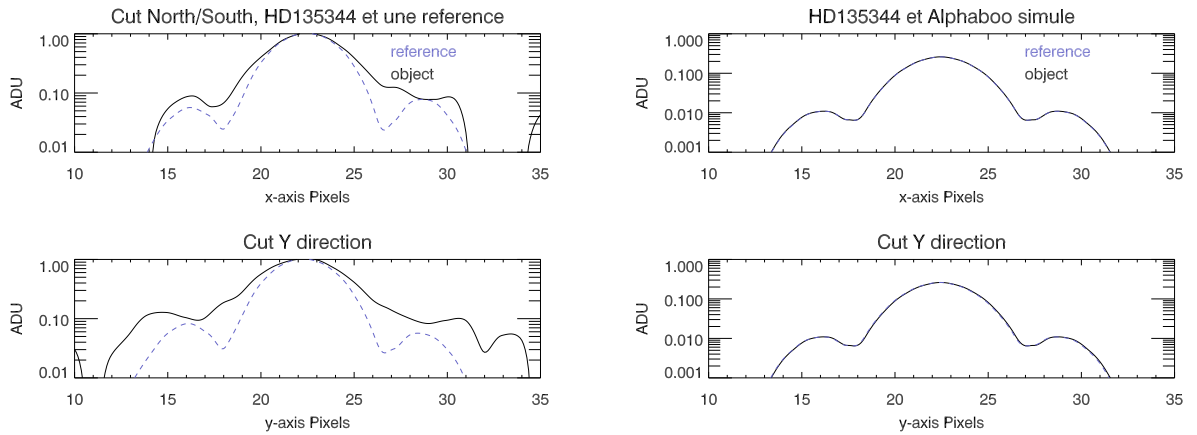


FIG. 3.6 – *A gauche*, comparaison des observations (trait plein) avec les simulations de HD135344 supposé ponctuel (trait pointillé) pour la transmission de filtre mesurée. *A droite*, comparaison des simulations de HD135344 supposé ponctuel avec des simulations d'une étoile de référence.

### 3.2.2.2 Inclinaison du disque

Des extensions autour de CQTau et HD163296 ont déjà été détectées à d'autres longueurs d'ondes. Testi et al. (2001) ont résolu l'émission autour de CQTau à 7 mm et ont montré que l'extension était compatible avec un disque. De plus, Grady et al. (2001) ont obtenu des images (avec coronographe) de HD163296 avec le HST qui ont permis de mettre en évidence un disque jusqu'à des distances de 450 AU. Il semble donc légitime de modéliser les extensions trouvées par des disques.

Dans un premier temps, il est possible de déterminer l'inclinaison du disque quand celui-ci est résolu en utilisant les résidus de la soustraction de l'objet par la PSF (voir section 3.2.1.2). La forme elliptique des résidus/extensions (Fig. 3.8 et 3.9) est caractéristique d'un disque incliné par rapport à la ligne de visée. La forme des résidus est alors reproduite par une ellipse. Le rapport du petit axe  $a$  sur le grand axe  $b$  de l'ellipse permet de mesurer l'inclinaison  $i$  ( $\cos(i) = a/b$ ). L'orientation de l'ellipse dans le plan permet

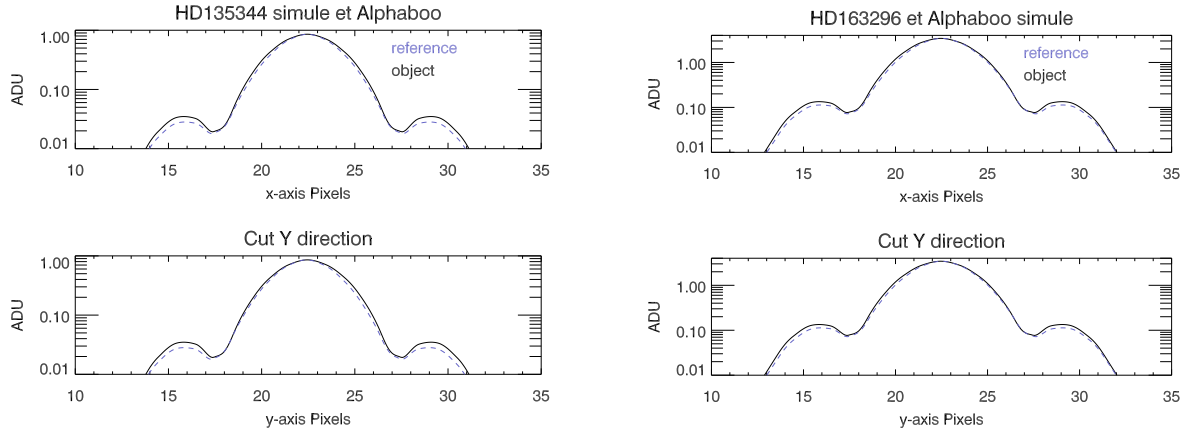


FIG. 3.7 – Simulation de HD135344 (à gauche, trait plein), HD163296 (à droite, trait plein) et  $\alpha$ Boo (trait pointillé) pour un filtre qui a les caractéristiques suivantes : il vaut 1 à l'intérieur de la bande passante et  $10^{-2}$  à l'extérieur.

d'estimer l'angle de position du disque sur le ciel, i.e. l'angle (sens trigonométrique) que fait le demi-grand axe de l'ellipse avec la direction du Nord.

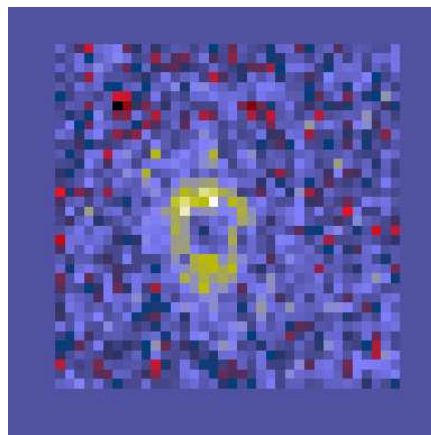
TAB. 3.3 – Paramètres de l'ellipse qui reproduisent les résidus de l'objet. Dans la première colonne, le nom de l'objet suivi de l'inclinaison en degrés (0 degré pour un disque vu de face). La distance correspond à la longueur du demi-grand axe de l'ellipse. Enfin, l'angle de position (PA) du disque sur le ciel (mesuré dans le sens trigonométrique depuis la direction du Nord).

	i	PA	distance	Niveau de brillance
	(deg)	(deg)	(AU)	(mJy/" <sup>2</sup> )
HD 135344	$46 \pm 5$	$100 \pm 10$	210	170
HD 163296	$60 \pm 5$	$105 \pm 10$	215	135
CQ Tau	$33 \pm 5$	$120 \pm 10$	290	129

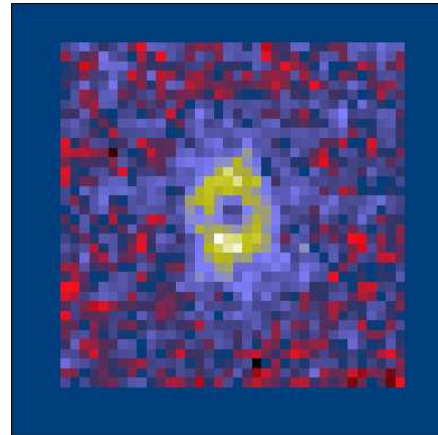
On trouve pour CQTau une inclinaison de  $33^\circ \pm 5$ . Cette valeur est intermédiaire entre celles déjà trouvées à d'autres longueurs d'ondes. En effet, Testi et al. (2001) ont mesuré une inclinaison de  $63_{-15}^{+10}$  dans leur image à 7 mm. Puis, Eisner et al. (2004) ont résolu l'émission à  $2.2 \mu\text{m}$  sur une échelle de 4 millisecondes d'arc (0.4 AU) avec une inclinaison de  $48^\circ_{-3^\circ}^{+4^\circ}$  ( $PA = 105^\circ \pm 5$ ). Récemment, Dent et al. (2005) ont estimé une inclinaison de  $14^\circ$  pour l'émission CO sur une échelle de 30 AU.

En ce qui concerne HD163296, l'inclinaison de  $60^\circ \pm 5$  est compatible avec celle déjà mesurée par Manning & Sargent (1997) de  $58^\circ$ . Par contre, il existe un écart notable entre les valeurs de l'angle de position. Manning & Sargent (1997) ont mesuré un angle de position de  $126^\circ \pm 3$  avec les observations CO alors que Grady et al. (2000) ont trouvé

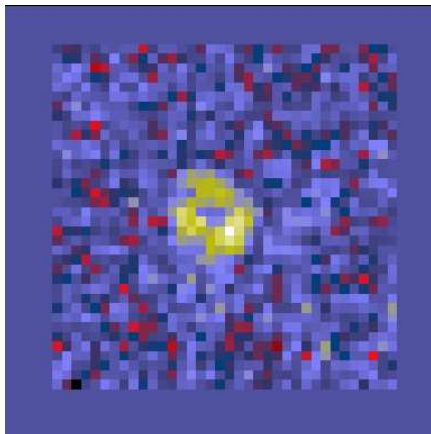
un angle de  $140^\circ \pm 5$  avec leur observations coronagraphiques du HST. Dans cette étude en IR moyen, on mesure un angle de  $105^\circ \pm 10$ . L'écart entre les valeurs de l'angle de position peut venir du fait que c'est la géométrie de la poussière chaude qu'on observe en IR moyen et elle est peut-être différente de celle à d'autres longueurs d'ondes si par exemple le disque contient des structures non axisymétriques.



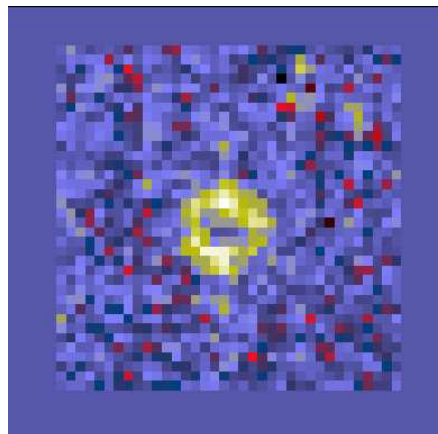
(a) HD135344 après soustraction de la PSF (18 mars 2000).



(b) HD135344 après soustraction de la PSF (19 mars 2000)



(c) HD135344 après soustraction de la PSF (21 mars 2000)



(d) HD135344 après soustraction de la PSF (24 mars 2000)

FIG. 3.8 – HD135344 a été observé durant 4 nuits.

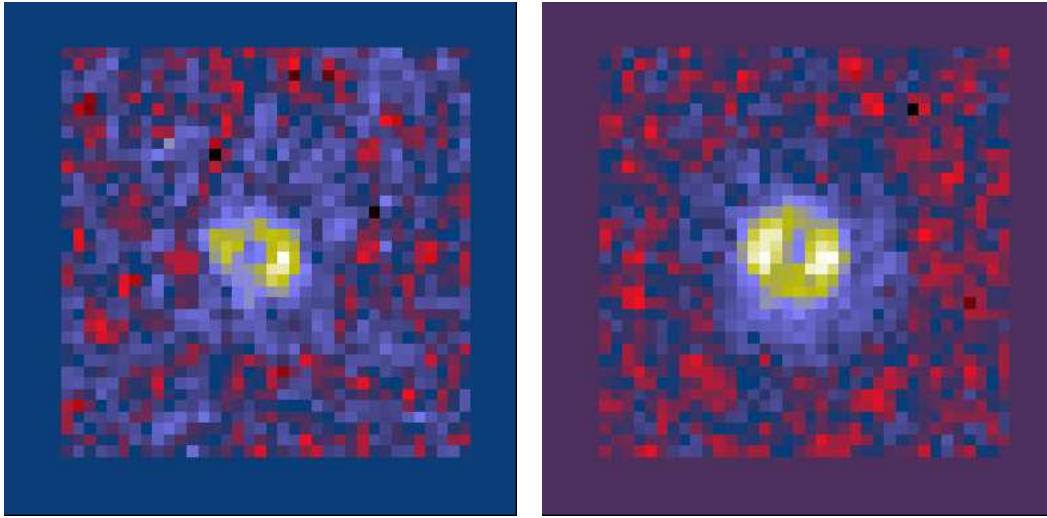


FIG. 3.9 – CQTau après soustraction de la PSF lors des 2 nuits d’observations : 20 mars (à gauche) et 21 mars (à droite) 2000.

### 3.3 Etat des lieux avant les observations CAMIRAS

#### 3.3.1 HD135344

HD135344 est une étoile binaire qui exhibe un excès IR tel que  $L_{IR}/L_{\star} = 0.67$  (Coulson & Walther 1995). L’étoile compagnon est située à 20 secondes d’arc (i.e. 2000 AU) de l’étoile primaire et ne devrait pas avoir d’influence sur la distribution spatiale de la poussière autour de cette étoile. Des bandes d’émissions à 3.29, 7.8 et 11.3  $\mu\text{m}$  ont été mise en évidence par Coulson & Walther (1995) et ont été attribuées à des molécules aromatiques de quelques angstroms (Sylvester et al. 1996). Le gaz a été également détecté par Zuckerman et al. (1995) et Coulson et al. (1998) à travers l’émission CO. Son abondance fait penser à un rapport assez faible entre le gaz et la poussière ( $8 \cdot 10^{-3}$ , Coulson et al. 1998), comme dans les étoiles de type Vega, si on considère que la molécule CO est un bon traceur du gaz. Coulson & Walther (1995) ont déduit de la modélisation de la SED une description à deux composantes de la poussière : un corps noir à  $95 \pm 5$  K pour modéliser les données aux grandes longueurs d’onde, et un corps noir à  $1500 \pm 50$  K pour le proche IR. Cependant, sans imagerie, la répartition de la poussière froide présente dans les régions externes du disque ( $\geq 10$  AU) n’est pas assez contrainte. Récemment, la SED de HD135344 a été modélisée par Dominik et al. (2003) en tenant compte de la boursouffure du bord interne (voir section 3.4.2). Ils ont montré que la hauteur du rayon interne du disque situé à 0.24 AU de l’étoile centrale devait être deux fois plus grande que ne le prévoit l’équilibre hydrostatique pour reproduire l’excès en IR proche de cet objet.

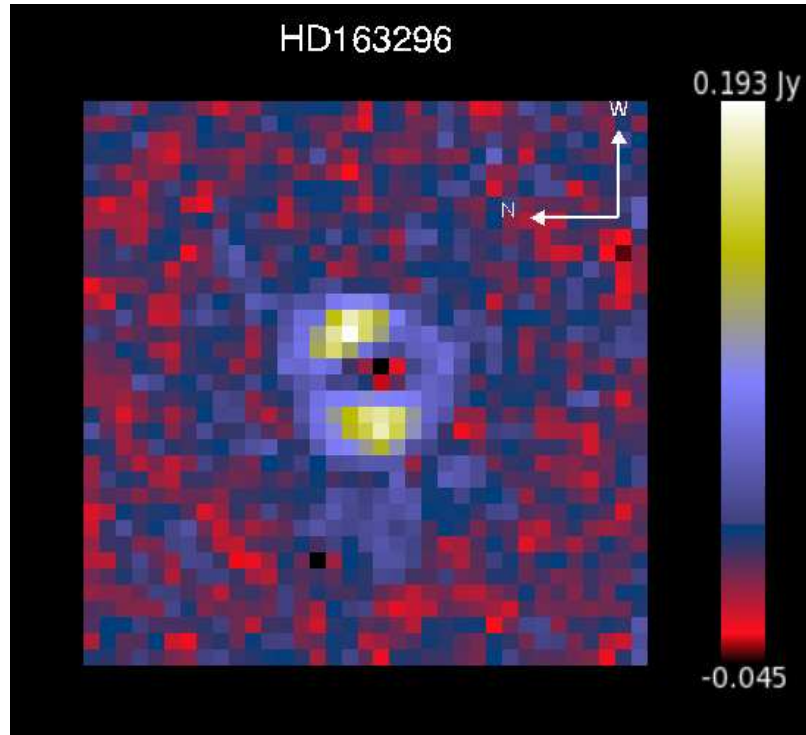


FIG. 3.10 – HD 163296 après soustraction de la PSF observée dans la nuit du 24 mars 2000. Le disque a une brillance de surface de  $0.59 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=27$  pour  $\sigma \sim 0.002 \text{ Jy}$ ) pour la partie la plus brillante selon la direction est/ouest et  $0.23 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=11$ ) pour la moins brillante selon la direction nord/sud.

### 3.3.2 CQ Tau

Avec une distance de 100 pc environ, CQ Tau est une des plus proches étoiles de masse intermédiaire qui possède encore un disque massif (Natta et al. 2000). CQ Tau n'a été classé que très récemment en tant qu'objet appartenant au groupe I de Meeus et al. (2001) par Grady et al. (2005). En l'observant au Plateau de Bures, Testi et al. (2001) ont résolu l'émission continue à 7 mm, compatible avec un disque évasé de 100 AU de rayon et d'inclinaison  $63_{-15}^{+10}$ . Sa distribution spectrale d'énergie a été interprétée en terme de disque évasé par plusieurs auteurs (Chiang et al. 2001; Natta et al. 2001; Eisner et al. 2004). Chiang et al. (2001) ont modélisé la SED de CQ Tau en utilisant un disque évasé, vu presque de face, avec une distribution MRN (Mathis et al. 1977) de silicate/fer avec des tailles comprises entre 0.01 et  $1 \mu\text{m}$ , et une distribution en taille  $n(a) \propto a^{-3.5}$ . D'autre part, Natta et al. (2000) ont modélisé les flux millimétriques à l'aide de gros grains de quelques centimètres probablement localisés dans le plan médian du disque. Ainsi, les études précédentes montrent que la distribution spectrale d'énergie de CQ Tau ne peut être interprétée dans sa globalité qu'avec des grains de

tailles différentes à la surface et dans le plan médian du disque. En ce qui concerne le gaz, grâce aux observations interférométriques, Mannings & Sargent (2000) ont mesuré une limite supérieure du disque de 85 AU, qui est plus petite que celle pour la poussière (100-300 AU, Testi et al. (2001)). Plus récemment, Dent et al. (2005) ont résolu l'émission CO dans les régions internes du disque ( $< 30$  AU).

### 3.3.3 HD163296

HD163296 est situé à une distance de  $122^{+17}_{-13}$  pc (van den Ancker et al. 1998). Avec un âge de  $7 \pm 5$  millions d'années (van Boekel et al. 2005), calculé à l'aide de la mesure par Hipparcos de la parallaxe et des modèles d'évolution stellaire, l'étoile est dans une phase intermédiaire entre une étoile jeune comme les étoiles A (RCra ou PV Cep) et les étoiles ZAMS<sup>2</sup> avec des disques de débris (HR 4796A (Koerner et al. 1998; Schneider et al. 1999)). Au contraire de la majorité des étoiles Herbig classiques, HD163296 est une étoile isolée et ne possède pas de nuage moléculaire (Thé et al. 1994), suggérant que le système est suffisamment vieux pour avoir dissipé le nuage de gaz primordial. Des observations en millimétrique (Mannings 1994; Henning et al. 1994; Sylvester et al. 1996) montrent que l'étoile est entourée d'une grande quantité de poussière froide. L'interférométrie dans le millimétrique a permis de résoudre un disque dans la raie de CO et dans le continuum (Mannings 1994). L'analyse des données dans l'IR moyen suggère que HD163296 ressemble à un système plus évolué, comme  $\beta$ Pic (van den Ancker et al. 2000) Des observations avec le HST ont mis en évidence un disque sur une échelle de 450 AU (Grady et al. 2000).

## 3.4 Modélisation

J'ai adopté le modèle de disque évasé de Dullemond et al. (2001, 2004 etc). J'ai utilisé un modèle simplifié, paramétré, afin de comprendre l'influence de chaque paramètre sur la SED en IR moyen, ainsi que sur l'extension spatiale observée à 20 microns avec CAMIRAS.

Il me semble utile, avant d'aller plus avant, de préciser la notion de modèle. Un modèle cohérent comprend deux composantes :

- La modélisation de la structure. Elle vise à déterminer la carte de densité  $\rho(x, y, z)$  et de température  $T(x, y, z)$  à partir des processus physiques en jeu, comme la gravité, la pression ou le champ magnétique.
- La modélisation des observables. Elle vise à déterminer le flux théorique sortant, sous forme d'images ou de spectres, à partir de la structure donnée lors de l'étape précédente. Une méthode possible est l'intégration des équations du transfert radiatif le long de la ligne de visée.

Le modèle de structure du disque évasé a été la première fois proposé, dans le contexte des disques circumstellaires, par Kenyon & Hartmann (1987), puis amélioré

<sup>2</sup>La *séquence principale* désigne la période pendant laquelle l'étoile brûle son hydrogène. La *ZAMS* correspond au moment où l'étoile entre dans cette phase, après s'être formée lors de l'effondrement du nuage primordial.

par Chiang & Goldreich (1997), et enfin affiné par Dullemond et al. (2001). Le modèle de Chiang & Goldreich (1997) s'est attaché à reproduire la SED des T Tauri dans un premier temps. Puis Dullemond et al. (2001) ont modifié ce modèle pour les étoiles HAeBe afin de reproduire l'excès d'émission dans le proche IR de ces étoiles. Je vais m'attacher à décrire ces modèles pour en comprendre la physique et ainsi pouvoir interpréter les données.

### 3.4.1 Disque de gaz

Le disque étant en équilibre dans la direction verticale, il est donc régi par l'équation de l'équilibre hydrostatique de la pression  $p$  du gaz dans la direction verticale  $z$  :

$$\frac{dp}{dz} = -\rho g \quad (3.5)$$

où  $\rho$  est la densité volumique et  $g$  l'accélération de la pesanteur. Faisons l'hypothèse que la masse de l'étoile est largement supérieure à la masse du disque. Cette hypothèse est vérifiée par les observations qui donnent des masses de disques de l'ordre de  $0.1 M_{\odot}$  au maximum pour des étoiles allant jusqu'à  $3-4 M_{\odot}$ . L'accélération verticale est alors liée seulement à l'étoile et s'écrit :  $g = -\Omega_K^2 \cdot z$  où  $\Omega_K$  est la vitesse angulaire locale, c'est-à-dire la vitesse képlérienne.

De plus, on peut considérer que l'équation d'état du gaz est celle des gaz parfaits :  $p = c^2 \rho$ , avec  $c$  vitesse du son. On obtient alors le système d'équations suivantes pour le gaz :

$$\begin{cases} \frac{dp}{dz} = -\rho g \\ g = -\Omega_K^2 \cdot z \\ p = c^2 \rho \end{cases} \quad (3.6)$$

La solution de ce système peut s'écrire ( $h$  étant la hauteur caractéristique du gaz) :

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{z^2}{2h^2}\right) \quad \text{avec} \quad h = c\Omega_K^{-1} \quad (3.7)$$

Pour pouvoir évaluer la forme du disque, sachant que  $c$  varie comme  $\sqrt{T}$ , il faut connaître le profil de température. On suppose que  $T$  décroît avec la distance comme  $T = T_0 r^{-s}$  (avec  $s \geq 0$ ). On a alors le système suivant :

$$\begin{cases} h = c\Omega_K^{-1} \\ c = \sqrt{\frac{k_B T}{\mu m_p}} \\ \Omega_K = \sqrt{\frac{GM_{\star}}{r^3}} \\ T = T_0 r^{-s} \end{cases} \quad (3.8)$$

Avec  $m_p$  la masse du proton et  $\mu$  son poids ??? On obtient comme solution :

$$\frac{h}{r} = \sqrt{\frac{k_B T_0}{\mu m_p G M_\star}} r^{(1-s)/2} \quad (3.9)$$

**La forme du disque dépend uniquement du profil de température et non pas de la densité dans le disque (dans l'approximation  $M_{\text{disque}} \ll M_\star$ ).**

Cherchons à calculer le profil de température pour un disque qui émet comme un corps noir. Prenons un élément de disque à une distance  $r$  éclairé par l'étoile sous un angle d'incidence  $\alpha$ . L'élément de disque satisfait à deux équations, si on fait l'hypothèse qu'il ré-émet comme un corps noir :

$$\begin{cases} F_{\text{reçu}} = \frac{\alpha}{2} \left(\frac{R_\star}{r}\right)^2 \sigma T_\star^4 \\ F_{\text{émis}} = \sigma T_e^4 \end{cases} \quad (3.10)$$

La facteur 1/2 provient du fait que seule une moitié de l'étoile est visible, et  $R_\star/r$  de la dilution du rayonnement stellaire avec la distance. On peut donc en déduire la température effective du disque :

$$T_e = \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/4} \left(\frac{R_\star}{r}\right)^{1/2} T_\star \quad (3.11)$$

En combinant les équations (3.9) et (3.11) avec  $T_e = T$ , on peut en déduire que la hauteur de gaz  $h$  satisfait :

$$\frac{h}{r} = \sqrt{\frac{T_\star}{T_c}} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/8} \left(\frac{r}{R_\star}\right)^{1/4} \quad \text{avec} \quad T_c = \frac{G M_\star \mu m_p}{k R_\star} \quad (3.12)$$

La hauteur de gaz fixe alors la géométrie du disque.

Plaçons nous dans le cas d'un disque évasé. Sous l'hypothèse que la hauteur de surface du disque (hauteur au dessus du plan médian) est proportionnelle à la hauteur de gaz telle que  $H = \chi h$  ( $\chi$  variant<sup>3</sup> de 1 à 6) et si on tient compte de l'expression de l'angle d'incidence  $\alpha$  loin de l'étoile, on a :

$$\begin{cases} H = \chi h \\ \alpha = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{H}{r}\right) \\ a \frac{h}{r} = \sqrt{\frac{T_\star}{T_c}} \left(\frac{\alpha}{2}\right)^{1/8} \left(\frac{r}{R_\star}\right)^{1/4} \end{cases} \quad (3.13)$$

On peut alors en déduire la hauteur de surface  $H$  en fonction du rayon :

$$\frac{H}{r} = \frac{\chi^{8/7}}{7} \left(\frac{r}{R_\star}\right)^{2/7} \left(\frac{T_\star}{T_c}\right)^{4/7} \propto r^{2/7} \quad (3.14)$$

<sup>3</sup> $\chi$  dépend de l'angle  $\alpha$ , de la densité  $\rho$  et de l'opacité des grains à la température  $T_\star$ . Voir APPENDIX A2 de Dullemond et al. (2001).



Il est important de noter que tout modèle de disque évasé requiert de la poussière bien mélangée au gaz sur quelques échelles de hauteur. Or, dans le plan médian, le temps de spirale<sup>4</sup> des grains vers l'étoile est de 1 million d'années pour des grains de taille 1  $\mu\text{m}$  et 100 ans pour des grains de 1 cm (Weidenschilling 1980). Le scénario de grossissement des poussières suggère que les petits grains se collisionnent pour en donner des plus gros qui tombent dans le plan médian sur des échelles de temps de l'ordre de quelques milliers d'années (Wetherill 1980; Weidenschilling 1980). Mais en parallèle, l'érosion et la fragmentation des grains de poussière peuvent être assez efficaces pour maintenir une population de petits grains qui seront mélangés au gaz (Weidenschilling 1984). Au contraire, si l'érosion et la fragmentation sont peu efficaces, l'échelle de hauteur des petites particules de poussière (qui caractérise où le rayonnement stellaire est absorbé et ré-émis dans le disque) peut être déterminée en considérant l'échelle de hauteur du gaz.

Le modèle de disque évasé de Chiang & Goldreich (1997) considère deux couches, l'une optiquement fine en surface et directement chauffée par l'étoile, et une couche interne chauffée par la couche externe. La couche externe rayonne la moitié de ce qu'elle reçoit vers le haut et l'autre vers le bas.

La couche intérieure émet comme un corps noir de température  $T_i$ . Elle reçoit la moitié du rayonnement du disque qui émet lui aussi comme un corps noir à une température  $T_e$ , d'où :

$$\sigma T_i^4 = \frac{1}{2} \sigma T_e^4 \quad \text{pour l'intérieur} \quad (3.15)$$

Pour la couche externe, considérons un grain de poussière de rayon  $a$  et de coefficient d'absorption  $a_\nu$  qui satisfait :

$$\begin{cases} Q^+ = \pi a^2 \int F_\nu a_\nu d\nu & \text{chauffage par l'étoile sous une direction} \\ Q^- = 4\pi a^2 \int \pi B_\nu(T) a_\nu d\nu & \text{émission de corps noir dans toutes les directions} \end{cases} \quad (3.16)$$

L'équilibre thermique du grain donne alors (avec  $m$  la masse du grain) :

$$\int B_\nu(T) \kappa_\nu d\nu = \frac{1}{4\pi} \int F_\nu \kappa_\nu d\nu \quad \text{avec} \quad \kappa_\nu = \frac{\pi a^2 a_\nu}{m} \quad (3.17)$$

Dans le cas où  $\kappa$  est indépendant de  $\nu$  (cas gris), la température de surface  $T_s$  du disque composée de grains de poussière d'une émissivité  $\epsilon_s$  vérifie :

$$\epsilon_s \sigma T_s^4 = \sigma \left( \frac{R_\star}{2r} \right)^2 T_\star^4 \quad \text{car} \quad F = \frac{L_\star}{4\pi r^2} \quad (3.18)$$

Le modèle de Chiang & Goldreich (1997) fait aussi une hypothèse forte : le rayon interne du disque (qui correspond à la distance à laquelle les grains de silicate s'évaporent) n'est pas directement éclairé par l'étoile. Ceci pourrait être dû à la présence de gaz optiquement épais qui pourrait empêcher le rayonnement stellaire d'atteindre le

<sup>4</sup>chute des grains sur l'étoile par pression de radiation.

disque directement. Alors que ce modèle reproduit bien la SED des T Tauri, il a du mal à reproduire l'excès dans le proche IR des étoiles HAeBe. C'est pourquoi Dullemond et al. (2001) ont introduit le bord interne éclairé, dilaté verticalement sous l'effet du rayonnement de l'étoile. En toute logique, le rayon interne est éclairé par l'étoile sauf cas particulier. De plus, si le gaz présent est optiquement épais, il se comporte comme de la poussière et doit donc avoir une émission thermique non négligeable. A l'intérieur d'une certaine distance qui correspond à la distance à laquelle la température est égale à la température de sublimation des grains (autour de 1500 K), la poussière s'évapore. Ceci correspond à une distance de 0.3 AU pour les étoiles HAe typiques. L'opacité chute très vite, il y a un vide de poussière et le rayonnement de l'étoile arrive avec une incidence nulle sur le bord interne et le chauffe de manière très efficace. C'est la poussière qui caractérise l'opacité et qui détermine la température du milieu. Ainsi, sa température augmente et l'agitation thermique a tendance à dilater le milieu chauffé (du gaz essentiellement), ce qui crée une boursouffure dans le disque (voir Fig 3.12). Cet excès de chaleur permet de reproduire l'excès dans le proche IR (à 3  $\mu\text{m}$ ) des étoiles HAeBe (voir Fig 3.11). Cette boursouffure va créer une zone d'ombre derrière elle, une partie du disque est donc cachée du rayonnement directe de l'étoile (voir Fig 3.12). Cette zone d'ombre est plus ou moins grande suivant l'évasement du disque.

### 3.4.2 Description du modèle utilisé

On considère un disque chauffé par le rayonnement de l'étoile centrale. Le chauffage par accréation est négligeable étant donné les faibles taux d'accréation des étoiles Herbig Ae. Le profil de densité du gaz est fonction du rayon  $r$  (distance à l'étoile centrale) et de la hauteur  $z$  au dessus du plan médian du disque :

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{\sqrt{2\pi}H_p(r)} \exp\left(-\frac{z^2}{2H_p^2(r)}\right) \quad (3.19)$$

On fait l'hypothèse que le gaz est bien mélangé à la poussière et donc que les deux espèces ont même température (voir limites de cette hypothèse section 3.5.1). La densité de surface suit une loi de puissance telle que  $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^{-p}$ . La hauteur de pression suit une loi de puissance telle que  $H_p(r) = H_p^{out}(r/R_{out})^q$  où  $R_{out}$  désigne le rayon externe du disque, sauf dans les régions proches du bord interne. Le rayon interne du disque ( $r=R_{in}$ ) désigne l'endroit où la température du disque est égale à celle de sublimation des grains de silicate<sup>5</sup> ( $\sim 1400\text{K}$ ). Plus près de l'étoile, les grains sont vaporisés et il n'y a pas de poussière. Il est donc cohérent de débiter le disque à cette distance de l'étoile. Sous l'effet du rayonnement de l'étoile en incidence nulle, il se crée une boursouffure au niveau du rayon interne caractérisée par sa hauteur  $H_p(r = R_{in})$ . Afin de faire la connexion entre le bord interne et le reste du disque, la loi de puissance de la hauteur de pression est remplacée entre  $r = R_{in}$  et  $r = \xi R_{in}$  par une autre loi de puissance qui permet de raccorder la valeur originale de  $H_p(r = R_{in})$  à une valeur spécifique de  $H_{p,\xi R_{in}}$

<sup>5</sup>Ce sont les silicates qui ont la température de sublimation la plus élevée (Pollack et al. 1994). C'est donc elle qui fixe le rayon interne du disque.

à  $r = \xi \cdot R_{in}$ . Ici  $\xi$  et  $H_{p,R_{in}}$  sont des paramètres du modèle. On prend  $\xi$  égal à 1.6, ce qui permet d'avoir un bord interne qui n'est pas infiniment fin radialement. On ne touchera pas à ce paramètre étant donné que c'est l'effet du paramètre  $H_{p,R_{in}}$  qui est le plus important sur la SED. En effet,  $H_{p,R_{in}}$  sert à évaluer la hauteur de pression au rayon interne, c'est-à-dire dans quelle mesure le rayon interne est "gonflé". La forme du rayon interne est déterminée par sa hauteur maximale,  $H_{p,R_{in}}$  et sa largeur,  $\xi R_{in}$  (section 3.5). Mais c'est la hauteur du bord interne ( $H_{p,R_{in}}$ ) qui a le plus d'influence car c'est elle qui détermine la dimension de la zone d'ombre derrière celui-ci. J'ai choisi de ne modifier que le paramètre de hauteur et de fixer  $\xi$ , son changement ayant peu d'influences sur les résultats (section 3.5). L'hypothèse du rayon interne boursoufflé est cependant encore controversée. Isella & Natta (2005) ont montré que le rayon interne n'était probablement pas un mur droit mais courbé à cause de la décroissance de la température de sublimation de la poussière avec la densité de gaz dans la direction verticale (section 3.5). Cet effet n'est pas pris en compte dans ce modèle.

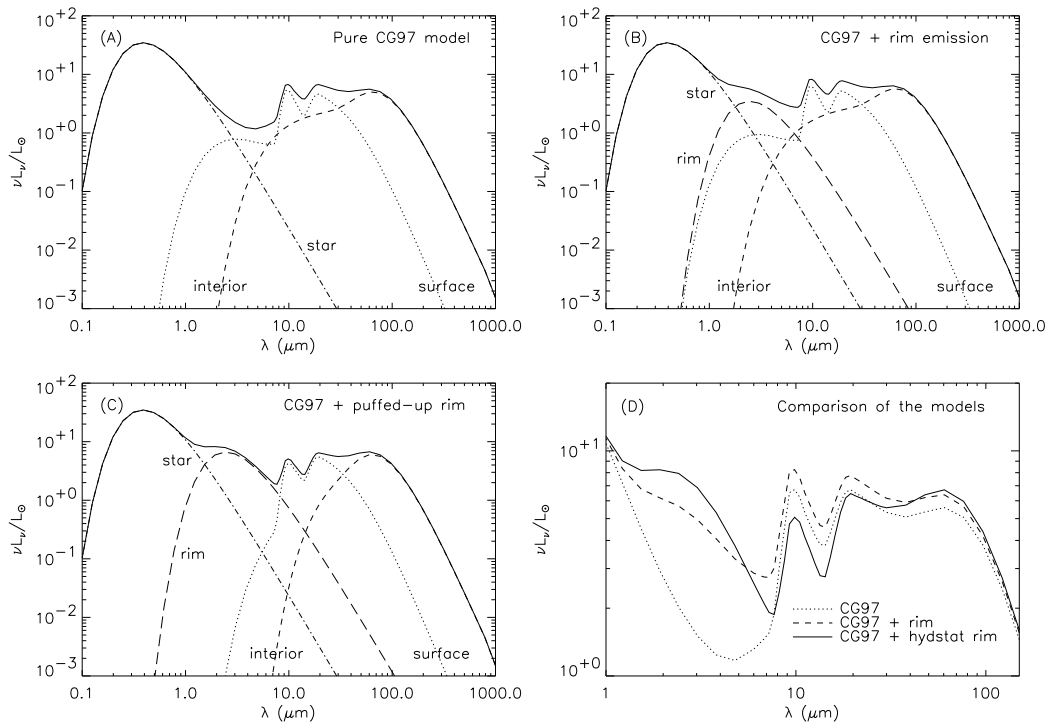


FIG. 3.11 – Comparaison entre le modèle de Chiang & Goldreich (1997) et Dullemond et al. (2001). Si on tient compte du fait que le rayon interne est éclairé et émet (figure B), la SED est mieux reproduite en proche IR que si ce n'est pas le cas (figure A). De plus, si on tient compte de l'équilibre hydrostatique pour ce rayon interne et le fait qu'il a une boursouffle, on voit que le modèle (figure C) reproduit correctement l'émission du disque autour de  $3 \mu\text{m}$  dans la SED (figure extraite de Dullemond et al. (2001)).

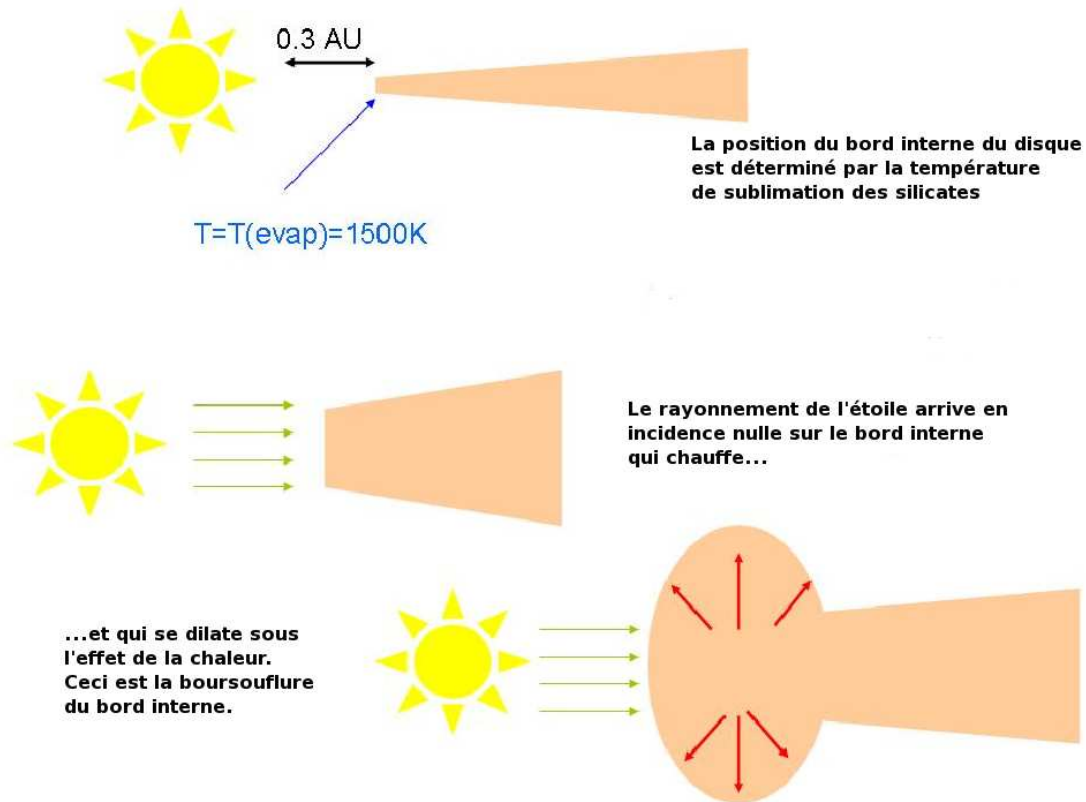


FIG. 3.12 – Position et boursouffure du rayon interne dans les étoiles de Herbig Ae.

Le rayon externe minimum est fixé dans la modélisation par les observations CAMIRAS à  $20.5 \mu\text{m}$ . Comme dans Dullemond & Dominik (2004a), on ne coupe pas le disque brusquement à  $r = R_{out}$ , la densité de surface est représentée par une loi de puissance très pentue telle que  $\Sigma \propto r^{-12}$  pour  $r > R_{out}$ . Le bord externe du disque est ainsi moins tranché, comme cela doit être le cas. Ce paramètre n'a aucune influence dans les régions qui émettent en IR moyen. Avec une loi de puissance moins forte ( $r^{-6}$ ), l'émission du disque augmente très faiblement ( $\sim 8\%$  au maximum) dans les régions entre  $60$  et  $120 \mu\text{m}$ .

Pour faciliter les calculs, les grains ont une distribution en taille MRN (Mathis et al. (1977), c'est-à-dire  $n(a) \propto a^{-3.5}$ ) comprise entre  $0.01$  et  $0.3 \mu\text{m}$ . En effet, ce sont les grains de cette taille qui caractérisent la surface des disques et qui sont la principale source d'émission en IR moyen. Pour modéliser toute la SED, il faudrait ajouter une couche de grains de l'ordre du millimètre dans le plan médian du disque pour reproduire l'IR lointain et le millimétrique (Dullemond et al. 2001). La poussière est constituée de  $80\%$  de silicate et de  $20\%$  de carbone, comme dans le milieu interstellaire (Desert et al.

1990; Dwek et al. 1997; Li & Draine 2001). Pour les opacités, on utilise celles de Draine (1985).

TAB. 3.4 – Paramètres fixés/libres du modèle paramétré de Dullemond (Dullemond et al. 2001; Dullemond & Dominik 2004a,b). La masse du disque est calculée à l'aide de  $\Sigma_0$ ,  $R_{in}$ ,  $R_{out}$  et  $p$ .

Paramètres	Symbol
<b>Paramètres fixés</b>	
Température effective de l'étoile	$T_{eff}$ (K)
Masse de l'étoile	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )
Rayon de l'étoile	$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )
Distance de l'étoile	d (pc)
Point de raccordement de la hauteur de pression	$\xi=1.6$
Taille des grains	$0.01 < a_{grain} < 0.3 \mu\text{m}$
Distribution en taille	$n(a) \propto a^{-3.5}$
Composition de la poussière	80 % silicate , 20 % carbone
Loi de puissance de la densité de surface à l'extérieur	$r^{-12}$ pour $r > R_{out}$
Température de sublimation <sup>a</sup>	$T_{subl} = 1400K$
Rayon externe <sup>b</sup> du disque	$R_{out}$
Inclinaison <sup>c</sup>	$i$ (degré)
<b>Paramètres libres</b>	
Densité surfacique à 1 AU	$\Sigma_0$ ( $\text{g.cm}^{-2}$ )
Loi de puissance de la densité surfacique	$0 < p < 2$
Hauteur de pression au rayon interne	$H_p^{in}/R_{in}$
Hauteur de pression au rayon externe	$H_p^{out}/R_{out}$
Loi de puissance de la hauteur de surface	$q > 1.$

<sup>a</sup>Température des silicate, i.e. position du rayon interne du disque

<sup>b</sup>rayon minimum fixé par les observations CAMIRAS

<sup>c</sup>fixée par les observations CAMIRAS

Une fois que le profil de densité, les opacités et les paramètres stellaires sont fixés, le programme RADMC (Dullemond & Dominik 2004a; Pontoppidan & Dullemond 2005) résoud l'équation de la structure en température du disque à l'aide d'une méthode Monte-Carlo utilisant une variante de l'algorithme de Bjorkman & Wood (1997). Ce code Monte-Carlo tient compte de la diffusion isotrope. A l'aide d'un outil à lancer de rayons<sup>6</sup>, il est possible de créer des images et des spectres directement comparables aux

<sup>6</sup>Le lancer de rayon est une technique de rendu en image de synthèse simulant le parcours inverse de la lumière de la scène vers l'oeil.

données (voir Dullemond & Turolla (2000) pour plus de détails).

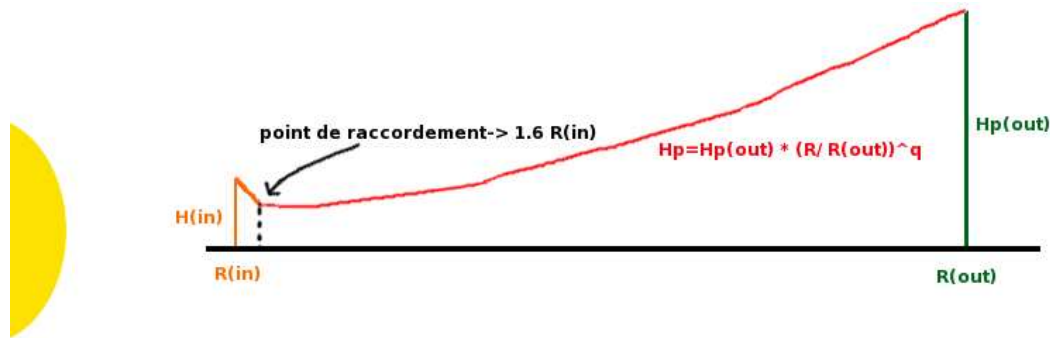


FIG. 3.13 – Description des paramètres libres du modèle.

Avec la structure en température calculée par RADMC, il est possible en principe de calculer de manière cohérente la hauteur de pression  $H_p(r)$  (ou même résoudre l'équation entière de l'équilibre hydrostatique  $dP(z)/dz = -\rho(z) \Omega_K^2 z$ ). Cependant, utiliser un modèle simple est suffisant pour plusieurs raisons. En premier lieu, des études précédentes ont montré que l'ajustement des SEDs en tenant compte de l'équilibre hydrostatique n'était pas toujours correct et qu'il fallait modifier la structure pour reproduire les observations (Dominik et al. 2003). Ensuite, les modèles raffinés sont beaucoup plus compliqués à mettre en oeuvre et demandent beaucoup de temps de calcul et un traitement particulier des régions du disque fortement optiquement épaisses (dans le cas d'un code Monte Carlo). Enfin, ces modèles font énormément d'hypothèses, la plus importante étant que le gaz et la poussière sont bien mélangés (voir section 3.5.1). Il y a beaucoup d'autres effets en jeu, tels que la sédimentation de la poussière ou le découplage gaz/poussière qui devront être pris en compte dans les modèles futurs (Stapelfeldt et al. 2005). C'est pourquoi j'ai choisi un modèle paramétré pour pouvoir reproduire au mieux la SED et les images à  $20.5 \mu\text{m}$ . Il faut néanmoins vérifier que la structure finale du disque n'est pas physiquement incohérente, c'est-à-dire que la hauteur de pression  $H_p^{\text{out}}$  n'est pas plus grande que celle calculée en résolvant l'équilibre hydrostatique.

### 3.4.3 Comparaison modèle/observation

Etant donné la distribution de grains adoptée (silicate/carbone entre  $0.01$  et  $0.3 \mu\text{m}$ ), le modèle est capable de reproduire la SED en IR moyen mais pas en IR lointain et encore moins en sub-millimétrique où ce sont les gros grains (de l'ordre du millimètre) qui gouvernent l'émission (Fig. 3.14). C'est sur la région en IR moyen que nous nous focalisons car c'est l'émission de la surface qui domine ce domaine de longueur d'onde (Fig. 3.14). Il est ainsi possible de contraindre la géométrie du disque. Ainsi, pour chaque objet, je me suis attachée à reproduire la SED de  $1$  à  $50 \mu\text{m}$  principalement **ET** l'extension observée dans les images CAMIRAS à  $20.5 \mu\text{m}$ . La masse du disque

dans ce modèle représente celle des petits grains, c'est-à-dire une fraction de la masse totale qui est essentiellement représentée par les plus gros grains ( $\sim$  mm) qui peuvent se concentrer dans le plan médian du disque.

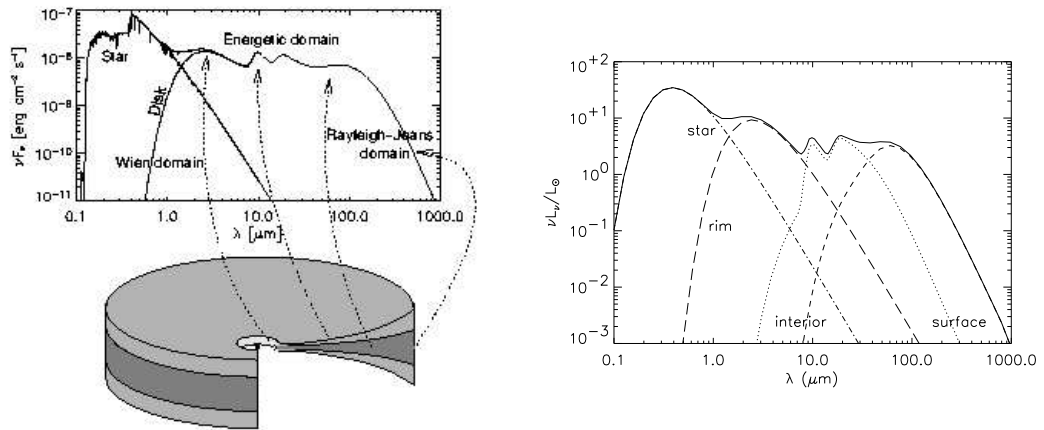


FIG. 3.14 – Domaine d'émission de chaque partie du disque : surface/intérieur, régions proches/loins de l'étoile

### 3.4.3.1 Influence des paramètres

J'ai testé l'influence des paramètres libres du modèle sur la distribution spectrale d'énergie comme sur l'extension spatiale à  $20.5 \mu\text{m}$  pour des paramètres fixes de l'étoile (et du disque) (voir Tab. 3.5). Tous les résultats sont résumés dans les Fig. 3.15 et 3.17. Pour bien comprendre l'effet de chaque paramètre, il faut savoir dans quelle longueur d'onde émet chaque partie du disque (Fig. 3.14). En IR proche/moyen, c'est la surface du disque (composée de petits grains microniques) qui domine alors qu'en IR lointain et millimétrique c'est l'intérieur du disque (gros grains millimétriques) qui contrôle l'émission. En proche IR, c'est principalement la surface du rayon interne qui émet alors qu'en IR moyen, c'est la surface du disque plus loin de l'étoile. De plus, en ce qui concerne le profil de l'extension spatiale, c'est le contraste de l'émission des régions internes avec celle des régions externes qui est important, c'est-à-dire le contraste proche/moyen IR. Plus les régions centrales émettent, plus l'émission est piquée au centre et donc le profil de brillance pentu. On voit comment ceci influence les observations de ces disques en terme d'extension. En regardant l'énergie intégrée sur des cercles le long du rayon du disque (voir Fig. 3.15), il est possible de caractériser l'extension du disque.

TAB. 3.5 – Gamme des paramètres libres testée pour des valeurs de paramètres fixes précises.

Paramètres	Valeur
<b>Paramètres fixés</b>	
$T_{eff}$ (K)	6750
$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	1.3
$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	2.1
d (pc)	140
$\xi$	1.6
$a_{grain}$	0.01-0.3 $\mu\text{m}$
$n(a)$	$\propto a^{-3.5}$
$R_{in}$ (AU)	0.24
$R_{out}$ (AU)	200
$i$ (degré)	45
<b>Paramètres libres</b>	
$M_{disk}$ ( $M_{\odot}$ )	0.002, 0.02
$p$	1.5, 1., 0.5
$H_p^{in}/R_{in}$	0.033, 0.015
$H_p^{out}/R_{out}$	0.12, 0.1
$q$	9/7(1.27), 1.1

– **Influence de  $\Sigma_0$**

La masse du disque est un paramètre indirect calculée par intégration de la densité de surface sur le disque. Elle dépend de 2 paramètres :  $\Sigma_0$  et  $p$  (voir prochain cas). Pour changer la masse sans changer sa répartition spatiale dans le disque, il faut modifier  $\Sigma_0$  (Tab. 3.4), la valeur de la densité de surface à 1 AU. Du point de vue de la SED (Fig. 3.17), la diminution de  $\Sigma_0$  induit peu de changement en ce qui concerne le proche et moyen IR (la surface du disque) mais modifie nettement l'émission en IR lointain (l'intérieur du disque). L'émission de surface est peu sensible à la masse totale de poussière tant que le milieu reste optiquement épais, alors qu'en IR lointain, le disque est optiquement mince et c'est la masse totale des grains qui est mesurée. L'émission en IR lointain est ainsi sensiblement réduite au dessus de 40-50  $\mu\text{m}$  pour  $\Sigma_0$  10 fois plus faible (masse 10 fois plus petite). Cette diminution de  $\Sigma_0$  n'a aucun effet sur l'extension spatiale. En effet, la géométrie du disque n'est pas modifiée (le milieu reste optiquement épais) pour  $\Sigma_0$  plus faible mais c'est le flux total de l'image qui va diminuer (dans cet exemple, on perd 25 % de flux).

– **Influence de la loi de décroissance de la densité de surface ( $p$ )**

La répartition de la masse le long du disque est caractérisée par  $p$ , i.e. la puissance de la loi de la densité de surface ( $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^{-p}$ ). Plus  $p$  est grand, plus la masse est concentrée dans les régions internes du disque, la densité de surface



diminuant alors très vite. La SED n'est pas sensible à ce paramètre en IR moyen tant que le disque reste optiquement épais à ces longueurs d'onde. Pour  $p=0.5$ , la masse est principalement concentrée à l'extérieur du disque, c'est pour cela que le proche IR diminue au profit de l'IR lointain qui augmente. Le contraire se produit pour  $p=1.5$  où la matière est dans les régions internes du disque. Spatialement, le profil de brillance est plus plat (voir Fig 3.17) pour  $p=0.5$  que pour  $p=1.5$ . En effet, pour  $p=0.5$ , la matière est répartie plus équitablement dans le disque et le contraste de l'émission des régions internes/externes (i.e. proche/moyen IR) diminue. La Fig. 3.15 montre que 80% de l'énergie est située dans une ouverture de rayon 35 AU pour  $p=1.5$  et de rayon 50 AU pour  $p=0.5$ . Le disque est alors plus étendu pour  $p=0.5$  que pour  $p=1.5$  puisque la même quantité d'énergie se situe dans un cercle de rayon plus grand.

– **Influence de la boursouffure du rayon interne ( $H_{r_{in}}^p/R_{in}$ )**

Le hauteur du rayon interne augmente sous l'effet du rayonnement de l'étoile en incidence nulle. La mesure de la hauteur de pression à cette distance est caractéristique du niveau de la boursouffure du bord interne. Ainsi, la matière située derrière ce bord interne n'est pas directement éclairée par l'étoile. Cette région est alors plus froide que ne le prévoit Chiang & Goldreich (1997) et le disque n'y est donc pas évasé. Ce n'est seulement qu'à plus grande distance, où le disque sort de l'ombre du bord interne, que celui-ci est de nouveau éclairé et évasé. Si le bord interne se dilate, l'émission en proche IR augmente, mais l'effet le plus important est le changement de la forme globale de la SED à plus grandes longueurs d'onde. En effet, en agrandissant la boursouffure, la zone d'ombre juste derrière s'élargit et l'émission à  $10 \mu\text{m}$  qui provient des régions à cette distance de l'étoile diminue. L'émission à  $20 \mu\text{m}$  est moins affectée par ce changement car elle provient des régions plus froides, donc de rayons plus grands. Il y a conservation de l'énergie totale : l'augmentation de l'émission en proche IR se fait au détriment de celle en moyen IR. Du point de vue de l'extension spatiale, il y a peu de différence à  $20 \mu\text{m}$  entre les deux modèles, à cause probablement de l'effet boursouffure/ombre qui se compense dans les régions internes. En effet, la zone d'ombre s'étend jusqu'à 2 AU pour  $H_{r_{in}}^p/R_{in}=0.033$  mais pour  $H_{r_{in}}^p/R_{in}=0.015$  (qui correspond à la hauteur sans boursouffure, hauteur calculée par Chiang & Goldreich (1997)), la boursouffure disparaît. Le pixel de l'image ici faisant 4 AU, il n'est pas possible de distinguer ces 2 régions et les effets bord interne/ombre se compensent dans le premier pixel.

– **Influence de la hauteur de pression au rayon externe ( $H_{r_{out}}^p/R_{out}$ )**

Cette grandeur représente la quantité d'énergie interceptée par le disque à grands rayons. Plus  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  est grand (pour une pente  $q$  donnée), plus la quantité d'énergie interceptée par le disque est grande. Si cette hauteur de pression diminue, le flux est sensiblement diminué pour  $\lambda > 8 \mu\text{m}$  car le disque est moins évasé dans les régions externes et donc rayonne moins à ces distances. Le proche IR n'est pas affecté par ce changement car cette émission caractérise les régions

internes. En ce qui concerne la distribution spatiale, pour une hauteur de pression plus petite, le profil de brillance est plus plat. En effet, le contraste entre régions internes/externes (proche/moyen IR) diminue et le profil est moins piqué. La répartition de l'énergie en fonction de la distance montre que pour  $H_{r_{out}}^p/R_{out}=0.1$ , 80% de l'énergie est située dans un rayon de 50 AU contre 40 AU pour une échelle de hauteur plus grande (modèle standard de référence). En effet, le disque est moins évasé pour une hauteur plus petite, il intercepte moins d'énergie à grands rayons et le profil de brillance est moins piqué.

– **Influence de la loi de puissance de la hauteur de pression ( $q$ )**

Ce paramètre caractérise l'évasement du disque à travers la relation  $H_p(r) = H_0(r/R_{out})^q$ . Pour une même hauteur de pression  $H_0$ , on fait varier la puissance  $q$ . Plus  $q$  est proche de 1, plus le disque est "plat". La valeur  $q=9/7$  est prédite par l'équilibre hydrostatique (CG97). La SED "s'aplatit" pour  $q=1.1$  par rapport à la valeur standard de  $q=9/7$ . Le contraste proche/moyen IR est fortement réduit. En effet, c'est dans un disque très évasé que les régions externes peuvent être éclairées très loin et donc émettre plus que les régions internes. De son côté, le profil de brillance spatiale est plus pentu pour  $q=1.1$ , i.e. pour un disque moins évasé. 80% de l'énergie est située dans un rayon de 15 AU pour  $q=1.1$  contre 40 AU pour  $q=9/7$ . Le disque évasé reçoit le rayonnement direct de l'étoile à de grandes distances. Il est encore chaud à grands rayons, ce qui implique que l'émission à 20  $\mu\text{m}$  est plus étendue.

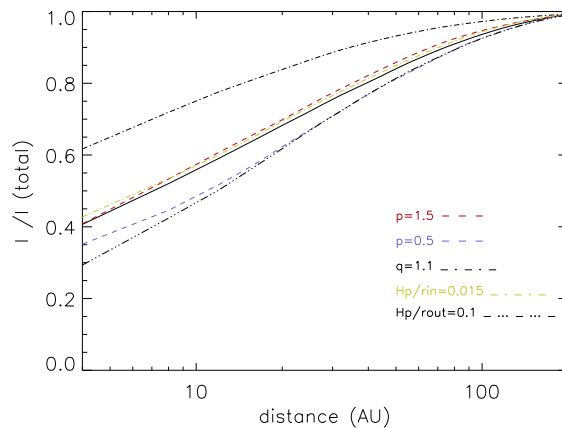


FIG. 3.15 – Répartition de l'énergie en fonction de la distance au centre du disque. L'énergie émise dans des ouvertures circulaires normalisée à l'énergie totale en fonction du rayon, pour différentes valeurs des paramètres du modèle. La distance à laquelle l'intensité intégrée atteint 80 % de sa valeur totale permet de caractériser l'extension du disque susceptible d'être détectée dans des observations. Le modèle en trait épais est pour une masse de  $0.02 M_{\odot}$ ,  $q=9/7$ ,  $p=1.$ ,  $H_{r_{out}}^p/R_{out}=0.12$ ,  $H_{r_{in}}^p/R_{in}=0.033$ .

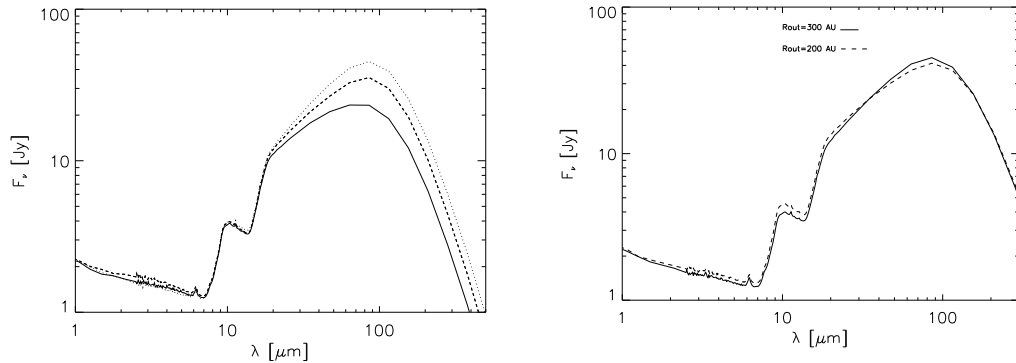


FIG. 3.16 – Influence du rayon externe sur la SED. *A gauche*, SED pour un disque de rayon externe  $R_{out}=300$  AU (ligne avec des points). Le même disque tronqué à  $R_{out}=200$  AU (ligne pointillée) et à  $R_{out}=100$  AU (ligne pleine).  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  est modifié et la densité de surface est constante (masse de disque différente). *A droite*, dégénérescence de  $R_{out}$  dans la modélisation de la SED. Les deux modèles de SED sont pratiquement identiques alors que les rayons du disque sont différents, avec  $R_{out}=300$  AU (trait plein) et  $R_{out}=200$  AU (modèle avec mêmes paramètres, par exemple même masse de disque, excepté  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$ ).

### 3.4.3.2 Contraintes apportées par $R_{out}$ .

Pour un disque évasé, le rayon externe  $R_{out}$  permet de fixer la distance à laquelle il faut calculer la quantité d'énergie interceptée par le disque et ré-émise en IR moyen jusqu'en IR lointain.

Pour correctement tenir compte de  $R_{out}$ , il faut modifier le paramètre  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$ . En effet, augmenter  $R_{out}$  sans modifier ce paramètre reviendrait à sous-estimer la hauteur  $H_{r_{out}}^p$  (avec  $H_{r_{out}}^p \propto r^q$ ,  $q > 1$ ) et donc à supposer que le disque intercepte moins d'énergie à grande distance qu'on ne le suppose réellement. De plus, si la densité de surface est la même quelque soit la valeur de  $R_{out}$ , la masse du disque change avec le rayon externe (car la masse du disque est un paramètre indirect calculée par intégration de la densité de surface sur le disque).

Si on compare la SED (Fig 3.16) d'un objet entouré d'un disque évasé de 300 AU de rayon avec celle du même objet dont le disque est tronqué à 100 AU (ce qui implique une modification de  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  et de la masse du disque en plus de  $R_{out}$ ), elles sont pratiquement identiques jusqu'à  $17 \mu\text{m}$  ( $17 \mu\text{m}$  correspond à une distance de 100 AU dans notre cas). Plus loin, l'étoile chauffe le disque évasé de 300 AU qui émet de façon significative autour de  $100 \mu\text{m}$ .

Cependant, les modèles sont dégénérés : les SEDs sur la droite de la Fig 3.16 sont pratiquement identiques alors que l'une d'elle représente un disque de rayon 300 AU (trait plein) et l'autre un disque de 200 AU (trait pointillé). En plus du rayon externe, seule la hauteur du disque au bord externe a été modifiée ( $H_{r_{out}}^p/R_{out}=0.134$  pour  $R=300$  AU,  $H_{r_{out}}^p/R_{out}=0.13$  pour  $R=200$  AU). C'est pourquoi il est très intéressant d'avoir le rayon externe minimal car ceci permet de lever une partie de la dégénérescence dans la modélisation de la SED.

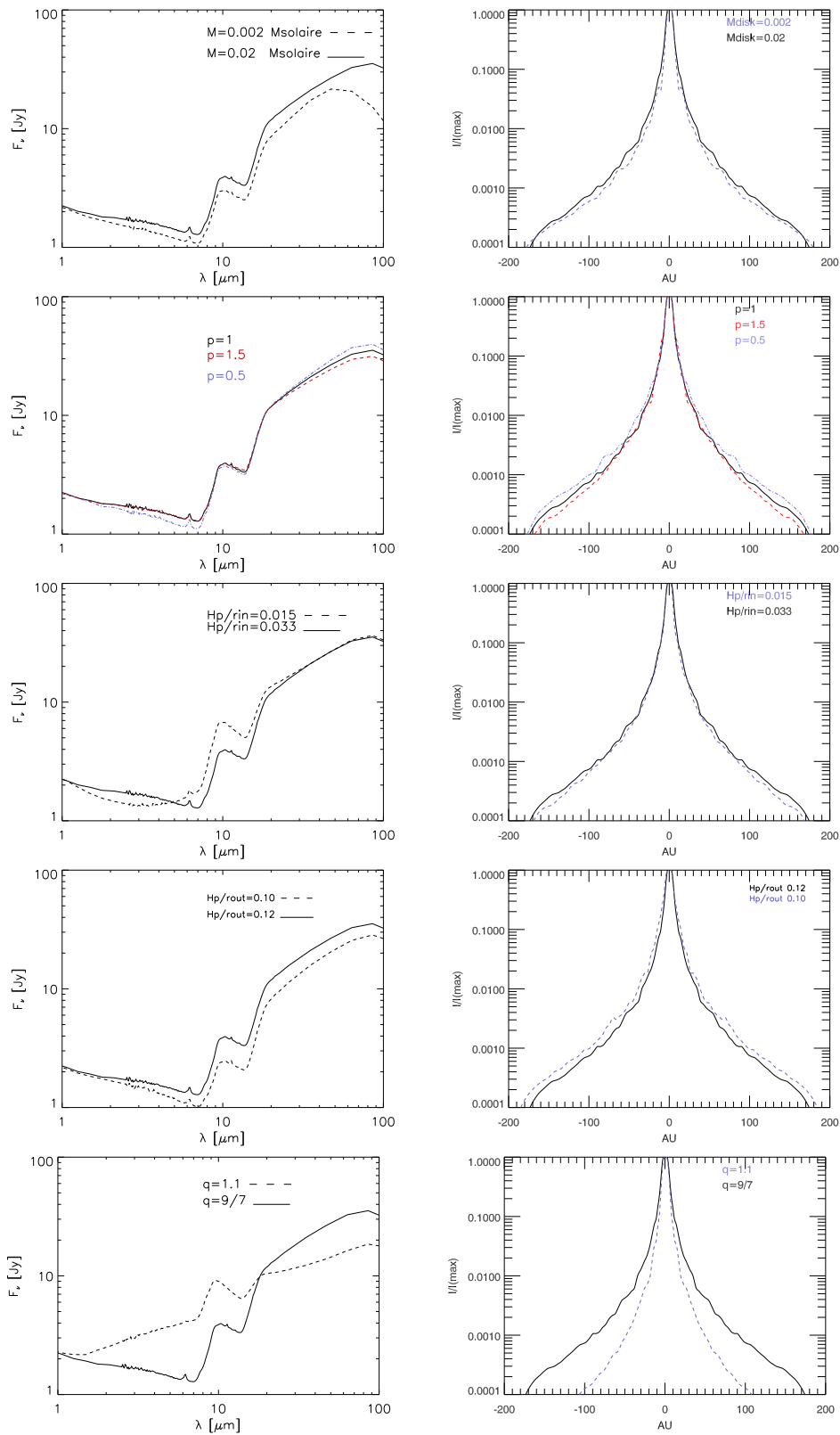


FIG. 3.17 – Influence des paramètres libres du modèle sur la SED et l'extension spatiale à  $20.5 \mu\text{m}$  pour des paramètres de l'étoile et de poussières donnés.

HD135344 et CQTau ont des SEDs typiques de disques évasés (groupe I, Meeus et al. (2001)). La loi de puissance de la hauteur de pression de tels disques a été calculée en tenant compte de l'équilibre hydrostatique (Chiang & Goldreich 1997). Pour tenir compte d'un maximum de physique même dans le cas d'un modèle paramétré, j'ai donc décidé de ne pas modifier la valeur de  $q$ , égale à  $9/7$  dans ce cas.

TAB. 3.6 – Paramètres fixés pour chaque objets.

Object	distance (pc)	$M_{\star}$ ( $M_{\odot}$ )	$T_{eff}$ (K)	$R_{\star}$ ( $R_{\odot}$ )	$R_{in}$ (AU)	$R_{out}^{min}$ (AU)	$i$ (degré)
HD 135344	140	1.3	6750	2.1	0.24	200	45
HD 163296	100	2.5	10500	1.7	0.45	200	60
CQ Tau	100	1.7	7130	1.9	0.23	300	33

### 3.4.3.3 HD135344

J'ai utilisé, dans un premier temps, le programme qui calcule la structure de manière cohérente (Dullemond et al. 2001) puis j'ai ré-injecté cette structure dans le programme RADMC. J'ai adopté pour cela, en premières estimations, les paramètres déterminés par Dominik et al. (2003) lorsqu'ils ont essayé de reproduire la SED de cet objet en IR (en tenant compte de la distance de 84 pc qu'ils avaient utilisée<sup>7</sup>). Bien que le modèle tienne compte de la boursouffure du rayon interne (voir section 3.4.2), le flux en IR proche est fortement sous-estimé si on tient compte de l'équilibre hydrostatique (Dominik et al. 2003). Pour reproduire la SED en IR proche, il faut considérer un rayon interne dont la hauteur est deux fois supérieure à celle prédite par l'équilibre hydrostatique (Fig. 3.18). Il semble qu'il y ait plus de matière au centre que prévu. Or, une façon d'augmenter la densité dans les régions internes est de changer la pente de la densité de surface avec un indice plus grand, soit  $p = 2$  par exemple. Bien que ceci puisse reproduire l'excès dans le proche IR, la forme globale de la SED est modifiée : trop de flux en IR moyen et pas assez en IR lointain (section 3.4.3.1). Dominik et al. (2003) ont reproduit la SED avec un disque de 800 AU pour une distance de 84 pc, ce qui correspond à un disque de 1300 AU pour une distance de l'étoile de 140 pc. La valeur du rayon externe minimal de 200 AU que l'on obtient est compatible avec ce résultat. Cependant, l'augmentation du rayon du disque jusqu'à 300 AU par exemple produit un excès dans l'IR lointain (entre 30 et 150  $\mu\text{m}$ ) qui ne peut reproduire les observations de HD135344 (voir à gauche de la Fig 3.18). De plus, la distribution spatiale à 20.5  $\mu\text{m}$  pour ce disque de 300 AU est trop étendue par rapport aux observations faites par CAMIRAS de cet objet. Finalement, la contrainte apportée sur la distribution spatiale à 20.5  $\mu\text{m}$  de HD135344 a permis de lever une partie de la dénégescence liée à la modélisation de la SED puisque le rayon

<sup>7</sup>Récemment, la distance de HD135344 a été ré-évaluée à  $140 \pm 42$  pc au lieu de 84 pc (van Boekel et al. 2005) et ceci doit être tenu en compte lors des comparaisons avec les précédentes études.

déduit, au préalable, uniquement de la modélisation de la SED est incompatible avec les observations de CAMIRAS. Finalement, la SED de la structure paramétrée finale, qui est moins évasée à l'extérieur que ne le prévoit l'équilibre hydrostatique (Fig 3.18), est capable de reproduire les flux en IR lointain ( $F_\nu \sim 30$  Jy). Les images faites par CAMIRAS n'ont fait que renforcer l'idée que HD135344 possède un disque évasé de grand rayon ( $> 200$  AU).

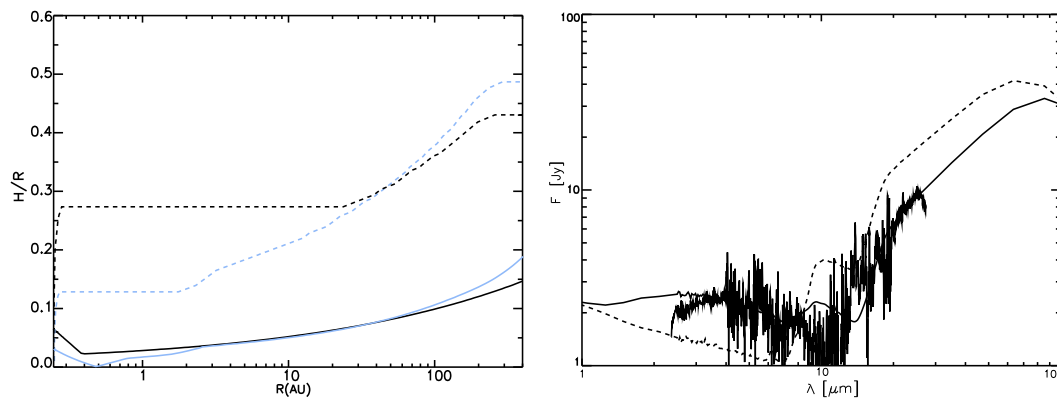


FIG. 3.18 – *A gauche*, la hauteur de pression (trait plein) et de surface (trait pointillé) pour la structure calculée à l'aide de l'équilibre hydrostatique (trait bleu) et pour le modèle paramétrisé qui reproduit au mieux les données de HD135344 (trait noir). *A droite*, comparaison de la SED mesurée par ISO (SWS) avec celle construite à partir du modèle dont la structure est calculée par l'équilibre hydrostatique (trait pointillé) et de celle construite à partir du modèle paramétré qui marche le mieux (trait plein).

#### 3.4.3.4 CQTau

L'image à  $20.5 \mu\text{m}$  montre un disque très étendu jusqu'à des distances de 300 AU, ce qui fait penser à un disque évasé comme le supposait déjà la SED. La position du bord interne prise dans le modèle (0.23 AU) est la même que celle mesurée par Eisner et al. (2004) à  $2.2 \mu\text{m}$ , compatible avec la distance à l'étoile où les grains de silicate s'évaporent. Contrairement aux études faites précédemment qui ne reproduisaient que la SED, il faut tenir compte de l'extension spatiale mesurée et de l'inclinaison du disque. En effet, Chiang et al. (2001) ont modélisé la SED à l'aide d'un disque incliné de taille 180 AU, alors que dans cette étude, on a une contrainte sur le rayon externe minimum du disque ( $R_{out} \geq 300$  AU). Ne pouvant modifier  $q$  (section 3.4.3.1), il est nécessaire d'avoir une hauteur de pression suffisamment grande à 300 AU pour reproduire la pente du spectre de CQTau entre 10 et  $20 \mu\text{m}$ . En effet, on a vu (section 3.4.3.1) que ce paramètre modifiait le flux émis dans les régions externes ( $\lambda > 8 \mu\text{m}$ ) puisqu'il caractérise l'évasement du disque. Pour reproduire le flux à  $20.5 \mu\text{m}$ , il faut que  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  soit supérieur à 0.1 pour  $R_{out}=300$  AU. Il faut alors modifier les autres paramètres pour reproduire la SED dans les autres longueurs d'ondes tout comme l'extension à  $20.5 \mu\text{m}$ . Plus on augmente  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$ , plus le profil spatial est piqué. Ainsi, pour que l'extension

du modèle soit en accord avec celle mesurée, il a fallu augmenter le rayon externe du disque jusqu'à 450 AU. Avec cet évasement et ce rayon externe fixés, il a fallu diviser par 10 la masse du disque trouvé par Chiang et al. (2001) pour reproduire l'IR lointain. Il est à noter que la masse du disque dans notre modèle représente la masse des petits grains en surface du disque, ce qui n'est pas en contradiction avec Chiang et al. (2001) qui avaient considéré un disque massif de gros grains pour reproduire la SED de CQTau à plus grandes longueurs d'onde.

Cependant, il semble difficile de reproduire avec un modèle de disque évasé de grands rayons ( $> 300$  AU) un flux à  $100 \mu\text{m}$  comparable à celui à  $20 \mu\text{m}$  comme le suppose les données photométriques de CQTau (Fig 3.19). En effet, la forte pente entre 10 et  $30 \mu\text{m}$  dans la SED de CQTau suppose un disque de grand rayons très évasé qui devrait donc émettre de manière significative à  $100 \mu\text{m}$ .

#### 3.4.3.5 HD163296

HD163296 a été classé en tant qu'objet du groupe II par Meeus et al. (2001) car sa SED est relativement constante en IR. Son disque est donc supposé "plat" et son émission en IR moyen faiblement étendue (section 3.4.3.1).

N'ayant pas de contrainte sur le rayon externe du disque, Dominik et al. (2003) avaient modélisé cet objet en utilisant un disque évasé qu'ils avaient dû couper à 50 AU pour rendre compte de la SED plutôt plate en IR lointain. L'observation de cet objet avec CAMIRAS permet cependant, et contre toute attente, de détecter un disque jusqu'à 200 AU environ. Ceci montre clairement que l'hypothèse de 50 AU était fautive, et que les paramètres du modèle étaient alors incorrects.

La quantité d'énergie interceptée par le disque dans ce modèle est semblable à celle calculée par les études précédentes ( $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  semblable, voir Tab 3.7) mais à des rayons différents. Ceci amène une forte contrainte en ce qui concerne la valeur de  $q$ , la loi de puissance de la hauteur de pression. Il y a un compromis à trouver dans la modélisation entre la distribution spectrale d'énergie et la distribution spatiale à  $20.5 \mu\text{m}$ . En effet, la SED de HD163296 fait état d'un disque qui intercepte peu d'énergie à grandes distances (disque peu évasé donc  $q < 9/7$ ) alors que les images de CAMIRAS montrent un disque encore chaud en IR moyen jusqu'à 200 AU ( $q \gg 0$ ). Les images de CAMIRAS apportent ici une forte contrainte sur la géométrie du disque de HD163296.

Dans un premier temps, la position et la boursouffure du rayon interne ont été calculées de manière cohérente grâce à l'équilibre hydrostatique. Puis, la pente  $q$  et la hauteur de pression  $H_p^{out}$  ont été modifiées pour modéliser un disque très peu évasé dont l'émission peut reproduire les observations faites par CAMIRAS (Fig 3.19).

HD163296 est probablement à un âge intermédiaire entre groupe I et groupe II. Bien que sa luminosité soit 5 fois supérieure à celle de HD135344 (pour les mêmes distances à la Terre), les disques ont des brillances de surface similaires. Cela montre que le disque s'est probablement vidé des grains de poussières. La sédimentation de la poussière tend à aplatir le disque. Par effet de gravité de l'étoile centrale, les grains peuvent dériver vers le plan médian du disque. Comme le rayonnement stellaire est absorbé presque entièrement par la poussière, la photosphère (surface) du disque a tendance à s'aplatir tandis que la

sédimentation se produit. Dullemond & Dominik (2004a), en tenant compte de cet effet, ont montré que la hauteur du disque diminuait d'abord aux petits rayons pour ensuite se propager aux plus grands rayons jusqu'à ce que l'équilibre soit atteint (après 1 million d'années). De plus, la sédimentation induit de la ségrégation au sein des grains : les gros grains sédimentent en moins d'un million d'années tandis que les plus petits grains (0.01-0.001  $\mu\text{m}$ ) peuvent subsister à la surface du disque jusqu'à 10 millions d'années. HD163296, avec un âge de  $7\pm 5$  millions d'années (van Boekel et al. 2005), pourrait être un objet de transition où la sédimentation des gros grains est presque finie, mais où les petits grains en surface sont encore présents et observables.

TAB. 3.7 – Propriétés stellaires et paramètres du modèle. Les paramètres stellaires de CQ Tau viennent de Chiang et al. (2001). Pour HD 135344 and HD 163296, les paramètres sont extraits de Meeus et al. (2001) et van Boekel et al. (2005).  $H_p^{in}/R_{in}$  caractérise le bord interne boursoufflé.  $q$  désigne la loi de puissance de la hauteur de surface du disque et  $p$  celle de la densité de surface.  $H_p^{out}/R_{out}$  spécifie l'angle d'évasement du disque. La dernière colonne donne le flux à 20.5  $\mu\text{m}$  calculé dans les images simulées.

Object	distance (pc)	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$T_{eff}$ (K)	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$R_{in}$ (AU)	$H_p^{in}/R_{in}$	$R_{out}$ (AU)	$H_p^{out}/R_{out}$	$p$	$q$	$i$ (degrés)	F(20.5 $\mu\text{m}$ ) (Jy)
HD 135344 (DDN03)	84	1.3	6750	2.1	0.24	0.065	800 <sup>a</sup>	0.21	0.8	9/7	60	-
HD 135344 (cette étude)	140	1.3	6750	2.1	0.24	0.065	200	0.12	0.8	9/7.	45	5.7
HD 163296 (DDN03)	122	2.5	10500	1.7	0.45	0.033	50	0.07	0.2	9/7	65	-
HD 163296 (cette étude)	100	2.5	10500	1.7	0.45	0.033	200	0.05	1.	1.07	60	16.6
CQ Tau (Chiang2001)	100	1.7	7130	1.3	0.23	0.0002	180	0.13	1.5	9/7	-	-
CQ Tau (cette étude)	100	1.7	7130	1.9	0.23	0.018	450	0.13	0.3	9/7.	33	20

<sup>a</sup>Taille de disque à comparer en tenant compte de la nouvelle mesure de la distance.

## 3.5 Limites du modèle

### 3.5.1 Gaz physique

Le gaz est une composante importante du disque. En effet, il domine la masse des disques protoplanétaires, impose la structure et modifie la dynamique des grains dans ces disques. Il est important de savoir en combien de temps le gaz se dissipe dans un tel système pour comparer au temps de formation des planètes géantes (Hubickyj et al. 2004). Le modèle précédent fait l'hypothèse que la température du gaz est toujours égale à la température locale des poussières dans le disque. Bien que ceci soit le cas pour la poussière à l'intérieur de disque optiquement épais, il semble qu'à la surface des disques cette hypothèse ne soit plus valide. En effet, à la surface, la densité est si



faible que le gaz se découple de la poussière. Le gaz va avoir sa propre température qui est fixée par l'équilibre entre les processus de chauffage et de refroidissement. Ces processus dépendent fortement de l'abondance des espèces atomiques et moléculaires, qui dépendent elles-mêmes de la température. Ainsi, il faut étudier température, densité, chimie, et transfert radiatif du gaz comme une seule entité et ceci complique beaucoup les modèles. Ce n'est que très récemment que des modèles ont pris en compte ces effets. Il existe des modèles qui résolvent la température/chimie du gaz pour une structure en densité donnée (Jonkheid et al. 2004; Kamp & Dullemond 2004) tandis que d'autres incluent la densité du gaz dans le calcul pour avoir une structure thermo-chimique et hydrostatique cohérente (Gorti & Hollenbach 2004; Nomura & Millar 2005). La physique et chimie des couches de surface des disques protoplanétaires ressemblent à celles des régions dominées par les photons (PDR, (Tielens & Hollenbach 1985; Yamashita 1993)). Dans ces objets, la température du gaz dépasse généralement celle des poussières. Mais le couplage gaz-poussière prend rapidement le pas sur l'équilibre entre chauffage et refroidissement du gaz alors qu'on pénètre plus profondément dans le disque. Ainsi, la température du gaz se confond avec celle de la poussière en profondeur. La couche supérieure de surface contient principalement des atomes et des ions puisque le fort rayonnement UV issu de l'étoile dissocie de manière efficace toutes les molécules (Aikawa et al. 2002). La photo-chimie découle du rayonnement UV de l'étoile et/ou pour les étoiles proches de type spectral O/B de l'éclairement externe. Une des hypothèses les plus controversées de ce modèle est le champ de rayonnement UV et X qui peut-être divisé en 3 domaines : l'UV lointain (FUV, 6-13.6 eV), l'UV extrême (EUV, 13.6-100 eV) et le domaine X ( $\geq 100$ eV). Dans la littérature, l'UV lointain est caractérisé par le seul paramètre  $G_0$  qui décrit l'intensité intégrée entre 912 et 2000 Å normalisée à la valeur du champ de rayonnement typique interstellaire (Habing 1968). Cependant, plusieurs travaux ont montré l'importance d'un modèle plus détaillé du champ de rayonnement pour le calcul de la chimie et de l'équilibre chauffage/refroidissement du gaz (Spaans et al. 1994; Kamp & Bertoldi 2000; Bergin et al. 2003; Nomura & Millar 2005). Par exemple, dans les étoiles T Tauri, le champ de rayonnement est dominé par une forte émission  $Ly\alpha$ , qui peut alors affecter le taux de dissociation des molécules par les photons  $Ly\alpha$ . Le rayonnement FUV permet un chauffage photoélectrique du gaz dans les couches de surface du disque directement éclairées. Le photon FUV est absorbé par un grain de poussière qui libère alors un électron énergétique qui chauffe le gaz. L'efficacité de ce processus et donc la température du gaz dépend sensiblement de la charge, taille et composition des grains de poussière (silicate, graphite, glace...).

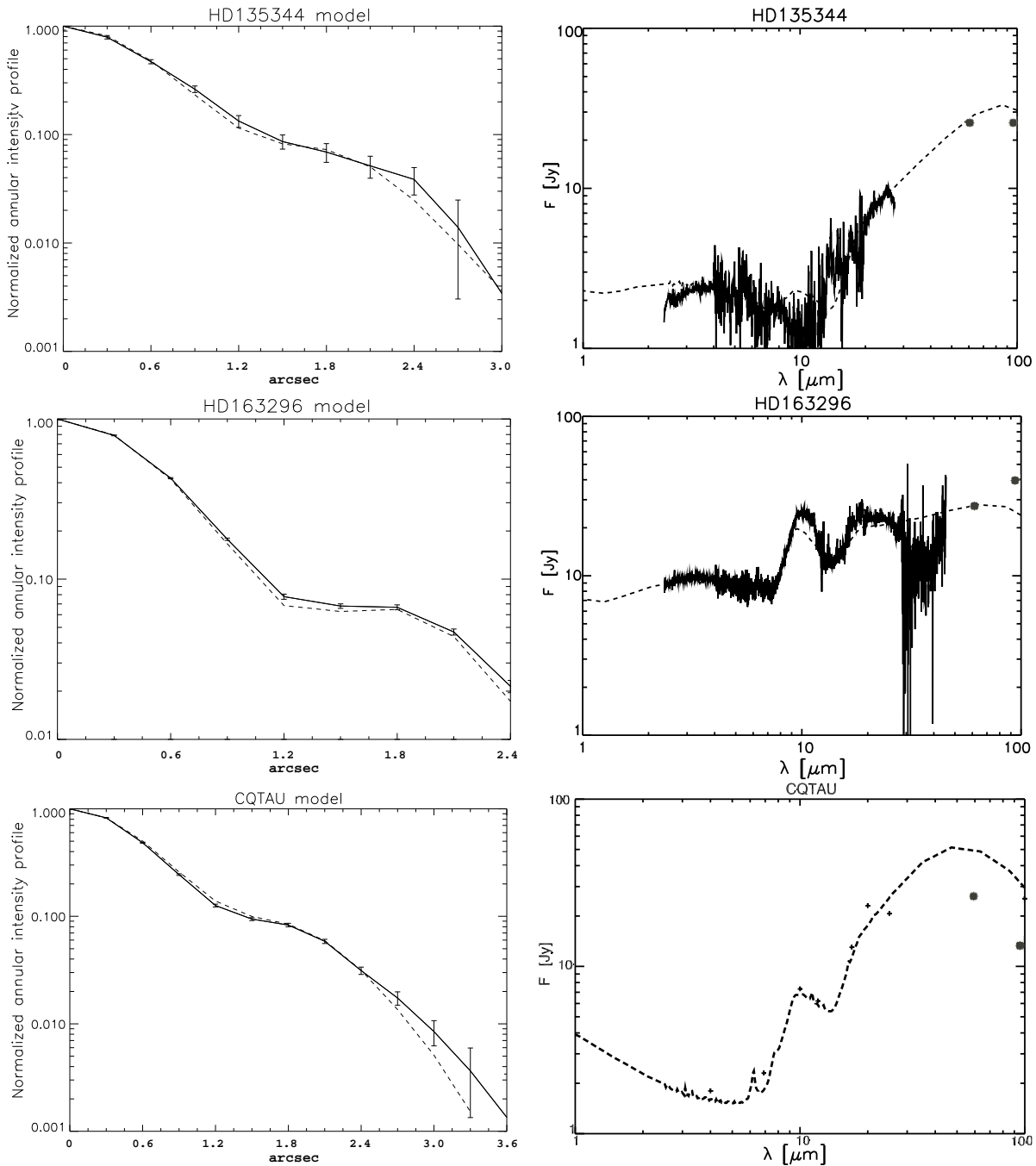


FIG. 3.19 – *A gauche*, intensité (normalisée au maximum) calculée sur des disques en fonction du rayon en seconde d'arc pour les observations (trait plein) et pour le modèle (trait pointillé). L'image du modèle a été convolué avec la PSF de la nuit correspondante. *A droite*, SED modélisée (trait pointillé) comparée aux observations ISO (trait plein) et photométriques (Doucet et al. 2006).

### 3.5.2 Boursouffure du rayon interne

Dans le modèle, le bord interne est matérialisé sous forme d'un mur vertical avec une certaine épaisseur radiale donné par  $\xi$ . Je me suis intéressée à l'influence de ce paramètre sur la SED.

En faisant varier  $\xi$  tout en laissant la hauteur de pression du rayon interne  $H_{p,R_{in}}$  fixée, la SED globale est peu modifiée. Finalement c'est la hauteur qui compte, c'est elle qui détermine la zone d'ombre et c'est donc ce paramètre qui va influencer la géométrie du disque et son émission en IR moyen.

Le modèle fait l'hypothèse que le rayon interne est un mur vertical dont la hauteur de surface est donnée par le chauffage par diffusion radiale derrière ce mur. Une telle modélisation ne peut reproduire l'émission de ce bord interne pour les objets vus de face étant donné que la projection de la surface d'émission sur la ligne de visée est nulle, et pour les objets vus par la tranche où le bord interne cache sa propre émission. Ceci est clairement en désaccord avec les observations qui montrent que toutes les étoiles Herbig Ae avec des disques, quelque soit leur inclinaison, ont des excès en proche IR similaires (Natta et al. 2001; Dominik et al. 2003).

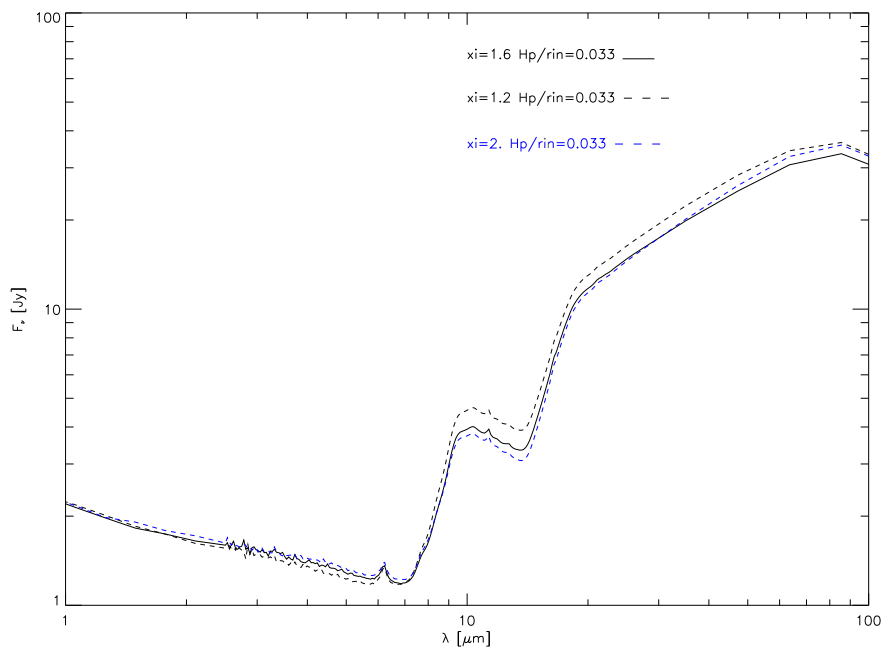


FIG. 3.20 – Effet sur la SED du paramètre  $\xi$ .

L'hypothèse de la structure verticale du bord interne n'est pas physique. Plusieurs effets peuvent courber le bord interne : parmi eux, on peut citer la pression de radiation sur les grains de poussières, ou les instabilités dynamiques dues aux effets d'ombre. Isella & Natta (2005) ont étudié le fait que la température d'évaporation varie avec la densité du gaz et ceci a tendance à courber le mur. Essayons de relier température d'évaporation

et densité de gaz. Physiquement, on peut comprendre ce phénomène si on considère que l'évaporation d'un grain est le procédé par lequel on atteint l'équilibre entre la pression du gaz et la tension de surface du grain. Plus la densité du gaz est importante, plus la tension de surface doit être grande pour compenser, d'où la température d'évaporation élevée. Ceci tient en deux formules :

$$\begin{cases} \rho(r, z) = \rho_0(r) \exp(-z^2/2h^2) \\ T_{evap} = G \cdot \rho^\gamma(r, z_{evap}) \end{cases} \quad (3.20)$$

avec  $G=2000$  et  $\gamma=1.95 \cdot 10^{-2}$ . Plus  $z$  augmente, plus  $\rho$  diminue et donc  $T_{evap}$  diminue. Ainsi, plus on s'éloigne du plan médian du disque, plus l'évaporation se produit à grand rayon. La température décroît le long du bord de 1400 K pour une densité de  $10^{-8} \text{ g.cm}^3$  à 1200 K pour  $10^{-11} \text{ g.cm}^3$ . La surface d'émission du bord interne est alors courbée dans la direction verticale (Fig. 3.21).

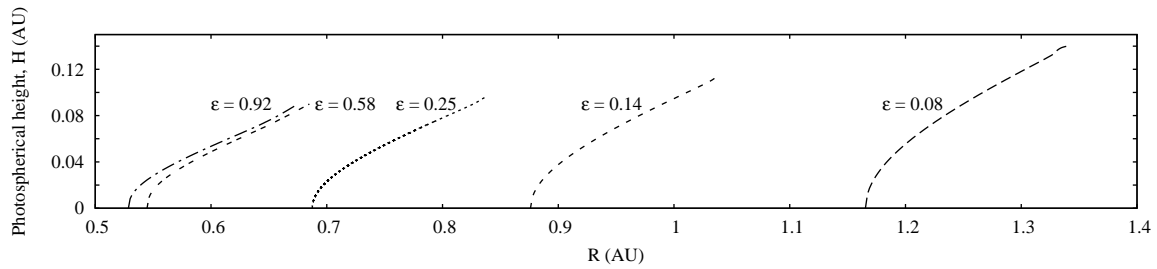


FIG. 3.21 – Figure extraite de Isella & Natta (2005). Hauteur de surface ( $\tau_S=1$ ) du bord interne pour différentes valeurs de  $\epsilon$  (opacité de grains). Les calculs ont été faits pour une étoile avec  $T_\star=10000\text{K}$ ,  $M_\star=2.5 M_\odot$ ,  $L_\star= 47 L_\odot$ . Chaque courbe se termine quand le milieu devient optiquement mince.

### 3.6 Conclusion

Il est nécessaire d'observer en imagerie les disques autour d'étoiles HAe si on veut pouvoir contraindre les modèles et comprendre l'évolution de la matière circumstellaire. Dans cette optique, nous avons entrepris l'étude en IR moyen d'étoiles Herbig Ae, étoiles de masse intermédiaire entourées d'un disque. Le moyen IR permet de tracer la surface du disque et donc sa géométrie. A l'aide d'observations à  $20.5 \mu\text{m}$  au CFHT avec CAMIRAS, j'ai mis en évidence la présence de disque en IR moyen autour de 3 objets (HD135344, CQTau, et HD163296). Ceci représente 42 % de l'échantillon. Comme on le pensait déjà, ceci confirme que la structure de disque autour des étoiles est assez répandue. Les images apportent des indications sur deux paramètres importants du disque : l'inclinaison et le rayon externe à  $20.5 \mu\text{m}$ . Le rayon externe est quelque peu différent de celui obtenu par les modèles reproduisant seulement la SED. A l'aide d'un modèle plus sophistiqué, j'ai pu reproduire à la fois la SED et la distribution spatiale de la poussière à  $20 \mu\text{m}$ . HD135344 et CQTau ont des disques très évasés contrairement à HD163296 qui possède un disque très peu évasé. Dans cette étude, j'ai montré la nécessité d'observer ces disques en imagerie pour contraindre les paramètres physiques comme le rayon externe du disque qui sont utiles pour lever une partie de la dégénérescence dans la modélisation de la SED.

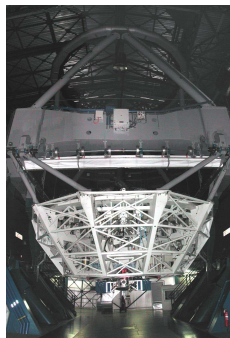
Peu de disques ont été observés à ces longueurs d'ondes. Il est donc difficile de faire une étude statistique sur l'extension spatiale autour des étoiles HAe. Mais avec l'avancement des moyens d'observations, comme VISIR sur le VLT ou encore ALMA, JWST et ELT, c'est l'amorce de la haute résolution spatiale qui va permettre à ce domaine de se développer. Il va être possible de faire des études plus quantitatives et d'avoir accès à la mesure de la densité de surface de ces disques, essentielle pour les modèles de formation planétaire.

Il faut cependant élargir notre domaine d'étude en observant ces objets à  $10 \mu\text{m}$  également, dans les bandes PAH (voir section 5.1). En effet, les PAHs sont excités par le rayonnement UV de l'étoile sur de grandes distances pour des disques évasés et ils se dés excitent très rapidement en émettant à travers des bandes dans l'IR moyen (Leger & Puget 1984; Allamandola et al. 1989). Leur émission décroît beaucoup moins vite que l'émission thermique des gros grains (0.01-0.1 microns). Ainsi, les PAHs sont capables de tracer la géométrie du disque sur de grandes distances dans le cas de disques évasés et c'est une nouvelle ère qui commence avec l'arrivée des grands télescopes.



# Chapitre 4

## Exploitation des données VISIR



### Sommaire

4.1	<b>VISIR (VLT Imager and Spectrometer for mid InfraRed).</b>	<b>73</b>
4.2	<b>Nouveau mode d'observation pour VISIR : BURST</b>	<b>91</b>
4.3	<b>Objets vus avec CAMIRAS, puis VISIR</b>	<b>107</b>
4.4	<b>Conclusion</b>	<b>113</b>

### 4.1 VISIR (VLT Imager and Spectrometer for mid Infra-Red).

Dans le cadre du programme d'instrumentation du VLT, l'ESO a lancé en 1992 un appel d'offre auprès des laboratoires d'astronomie des pays membres, en vue de la pré-étude d'un instrument dans l'infrarouge thermique (longueur d'onde d'observations : 10 - 20 microns). Le STC (Scientific and Technical Committee) de l'ESO, réuni le 10 février 1995, a approuvé l'instrument VISIR et a confié la suite du projet à un consortium franco-hollandais (Dapnia/Astron) dirigé par le CEA/DSM/Dapnia/SAP.

L'instrument VISIR a délivré ses premières images le 30 avril 2004. Cette caméra-spectromètre est installée au foyer cassegrain du télescope Mélipal, la troisième unité du VLT, sur le site de Paranal au Chili.

Le cahier des charges de VISIR est de produire des images limitées par la diffraction en cas de bon seeing, et de faire des spectres avec une résolution spectrale allant de 150 à 35000, dans deux bandes atmosphériques :

- la bande N, entre 8 et 13  $\mu\text{m}$ .
- la bande Q, entre 17 et 24  $\mu\text{m}$ .

Ces longueurs d'ondes du spectre électromagnétique permettent d'obtenir des informations sur les principales composantes visibles de l'univers telles que la poussière chaude et le gaz. La poussière est caractérisée principalement par l'émission thermique (à l'équilibre ou non) de particules sub-microniques ou microniques composées de silicate, carbone, oxyde d'aluminium, ou même de larges molécules de PAHs. La phase gazeuse est aussi une composante essentielle de l'émission dans l'IR moyen à travers un grand nombre de raies ioniques et atomiques comme NE II ( $12.8 \mu\text{m}$ ), ou de bandes moléculaires comme les raies rotationnelles de  $\text{H}_2$  ( $8.02, 9.66, 12.27, 17.03 \mu\text{m}$ ). La limite de diffraction du VLT à 10 microns est 0.3 seconde d'arc; aussi les échelles retenues sont elles étagées entre 0.075 et 0.2 seconde d'arc par pixel, pour permettre soit un bon échantillonnage de la tache de diffraction, au détriment du champ total, soit de couvrir un champ étendu.

L'instrument est enfermé dans un cryostat. Pour supprimer le fond thermique instrumental, il faut refroidir toute l'optique à une température inférieure à 30 K. Les détecteurs sont des matrices de détecteurs en silicium dopés en arsenic, fabriqués aux États-Unis par Boeing. Ils fonctionnent à des températures typiques de 5 à 10 K. Le refroidissement est assuré par des cryogénérateurs à cycle fermé. Or, VISIR est destiné au foyer Cassegrain du VLT. Sur ce type de télescope, l'image du ciel tourne autour de l'axe optique. Il faut compenser cette rotation en faisant tourner l'instrument de façon synchrone. C'est le rôle des rotateurs qui supportent les instruments. L'instrument situé au foyer Cassegrain doit donc pouvoir fonctionner dans n'importe quelle orientation. Les différentes configurations des deux instruments sont établies par l'intermédiaire de 10 roues entraînées en rotation par des actionneurs cryogéniques novateurs, compacts, robustes, et permettant une répétabilité en position de 5 secondes d'arc.

#### 4.1.1 Sensibilité

La sensibilité de VISIR est limitée par le bruit de photons du fond dû à l'atmosphère et à l'émission du télescope. VISIR ne peut rivaliser avec Spitzer du point de vue sensibilité en imagerie (Spitzer est en moyenne 300 fois meilleur en sensibilité) et en spectroscopie (VISIR est en moyenne 150 fois moins sensible) mais gagne en résolution spatiale avec son miroir de 8 m de diamètre par rapport à Spitzer (85 cm). En haute résolution ( $R \approx 30000$ ), en plus de la résolution spatiale, le fait de pouvoir séparer les raies atmosphériques fait gagner à l'instrument énormément en sensibilité. Il existe seulement deux autres instruments capables d'offrir ce type de résolution, MICHELLE et TEXES (fév 2006), installés sur le télescope GEMINI Nord. Depuis juin 2004, les sensibilités de VISIR ont été mesurées régulièrement grâce à un programme systématique d'observation d'étoiles standards. Les figure 4.1 et figure 4.2 montrent une compilation des mesures en imagerie et en spectroscopie. Comme on le voit sur ces figures (voir Fig. 4.2), les sensibilités mesurées sont en accord avec celles prédites avec un modèle numérique. Cependant, l'étude des sensibilités pendant les six premiers mois montrent que celles-ci dépendent sensiblement des conditions météorologiques. La bande Q est sensible à la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère et celle-ci varie beaucoup de mois à mois et même de nuit à nuit.



Poids total	1600 kg
Dimension	diamètre 1.2 m, hauteur :1 m
Domaine spectral	8-13 $\mu\text{m}$ (bande N) et 17-24 $\mu\text{m}$ (bande Q)
Détecteurs	Boeing 256x256
Pixels	0.075", 0.127", 0.2 "
Champ de vue	19"x19", 32"x32" , 51"x51"
Résolution spectrale	de 150 à 25000
Température de fonctionnement	entre 5K et 7K pour les détecteurs entre 15K et 20K pour le cryostat

TAB. 4.1 – VISIR en quelques chiffres

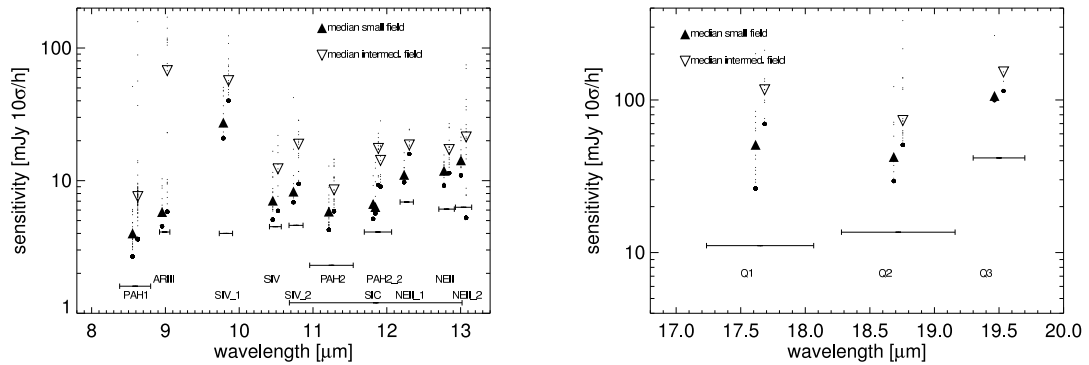


FIG. 4.1 – Exemples de sensibilités mesurées au cours des 6 premiers mois de VISIR en bande N (gauche) et bande Q (droite) extraite des données ESO (<http://ww.eso.org/instruments/visir/inst>). La sensibilité pour chaque étoile standard est estimée en faisant de la photométrie d'ouverture, i.e. en déterminant le rayon pour lequel le signal sur bruit est maximal. Le signal de l'étoile est intégré avec ce rayon optimal et une erreur correspondante est calculée. Finalement, à l'aide du catalogue de Cohen où se trouvent les flux calibrés des étoiles et des temps d'exposition des observations, on calcule la sensibilité.

## 4.1.2 Techniques d'observation

### 4.1.2.1 Télescope

On utilise en IR moyen la technique de *chopping/nodding* pour s'affranchir de l'émission de l'atmosphère et de celle du télescope (section 2.3.2.2). L'amplitude de chopping maximale du VLT est de 30 secondes d'arc et la fréquence maximale de 5 Hz. On utilisera en moyenne pour nos observations 10 à 15 secondes d'arc de chopping et 0.25 Hz de fréquence (Contrainte ESO qui garantit une bonne qualité d'image à cette fréquence).

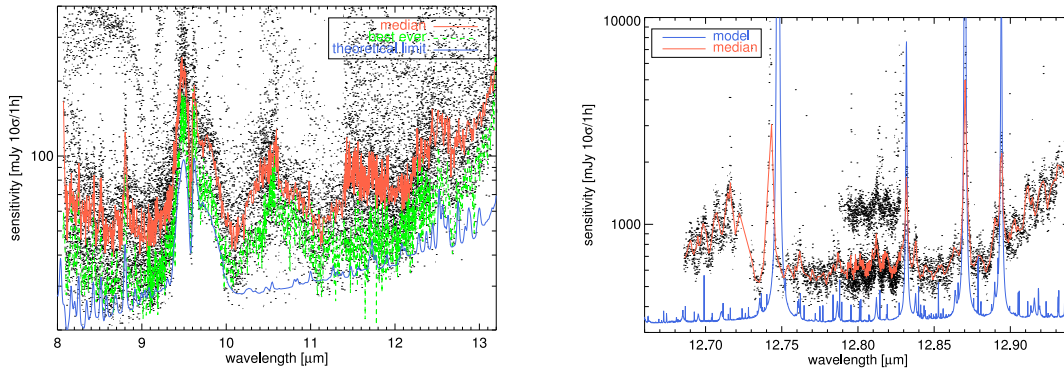


FIG. 4.2 – Exemples de sensibilités mesurées en spectroscopie sur les 6 premiers mois de VISIR (figure extraite de la base de données ESO). La figure de gauche montre la basse résolution pour 4 longueurs d’ondes centrales différentes dans la bande N. La figure de droite montre les sensibilités mesurées dans le mode ‘long-slit’ à  $12.8 \mu\text{m}$ .

La période de nodding est typiquement de 30 secondes.

#### 4.1.2.2 Les modes d’observation de VISIR

Il existe deux modes principaux pour les observations VISIR (voir Fig. 4.3).

- mode *small source* ou *perpendiculaire* : La figure. 2.4 montre les résultats d’observation avec cette technique. Les directions de chopping et nodding sont perpendiculaires. On utilise typiquement 10 secondes d’arc d’amplitude nord/sud en chopping et 10 secondes d’arc d’amplitude est/ouest en nodding. La source apparaît ainsi aux quatre coins d’un carré dans l’image.

Soit  $\mathbf{S/B}$  le signal sur bruit d’une source. Exprimons le rapport signal sur bruit de l’objet en mode *small source* en fonction de  $\mathbf{S/B}$ . La source de photons étant aléatoire, le bruit associé est poissonnien et vaut  $\sqrt{(n)}$  où  $n$  est le nombre de photons. Pour 4 sources sur le détecteur, il y a 4 signaux et 4 bruits :

$$\left(\frac{S}{B}\right)_{small\ source} = \frac{4S}{\sqrt{4B}} = \frac{4S}{2B} = 2 * \frac{S}{B} \quad (4.1)$$

Le rapport signal sur bruit d’un objet observé en mode *small source* est deux fois supérieur à celui du même objet pris en mode normal (1 source dans l’image).

- mode *classique* ou *parallèle* : dans ce mode, les directions de chopping et nodding sont parallèles et l’amplitude de chopping est la même que celle du nodding. La source apparaît 3 fois dans l’image : 2 fois négatives et 1 fois positive, superposition de 2 positions de nodding. Ce mode est très adapté aux sources faibles pour lesquelles une grande résolution angulaire n’est pas nécessaire. En effet, la superposition des 2 sources positives dépend de la précision du télescope. Le rapport

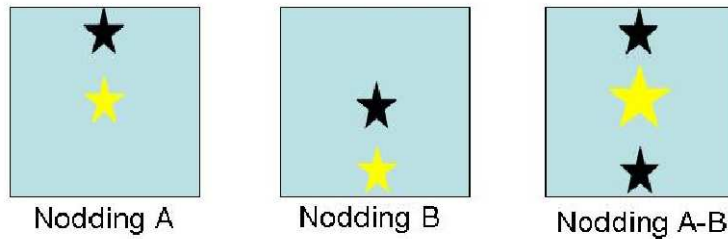
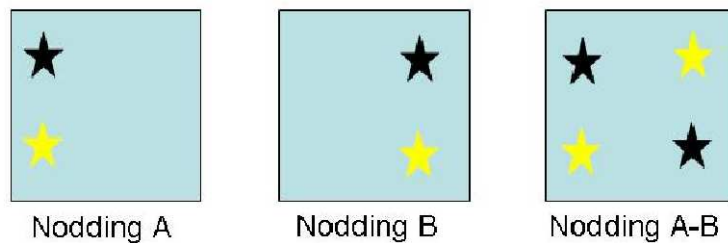
*Mode classique**Mode 'smallsource'*

FIG. 4.3 – Mode d’observation de VISIR en mode classique ou parallèle (panneau du haut) et mode ‘small-source’ ou perpendiculaire (panneau du bas).

signal sur bruit du mode *classique* est meilleur que celui du mode *small source*. En effet, il y a 4 sources pour 3 bruits dans ce cas, puisque qu’il y a une double source positive.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_{classic} = \frac{4S}{\sqrt{3}N} = \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{S}{N} \sim 2.3 \frac{S}{N} \quad (4.2)$$

Le rapport signal sur bruit d’un objet en mode *classique* est multiplié par un facteur  $\sim 2.3$  par rapport à celui d’une source seule.

Ce mode est utilisé pour la spectroscopie (voir Fig. 4.4) où les deux bandes positives sont superposées au centre, la résolution spatiale étant moins contraignante pour ces observations.

#### 4.1.3 Temps garanti VISIR

Etant maître d’oeuvre de l’instrument, le CEA a obtenu 40 nuits d’observation sur 3 ans, dont 20 nuits ont été attribuées à l’imagerie et la spectroscopie des disques protoplanétaires dans les HAe/Be et des disques de débris. Les nuits de temps garanti ont été programmées dès novembre 2004. J’ai participé à l’élaboration de la liste des sources de temps garanti en ce qui concerne l’étude des disques autour d’étoiles.

Le principal travail de cette thèse a consisté en une compréhension de l’instrument et des données (déplacement à Paranal pour observations) et puis au traitement des

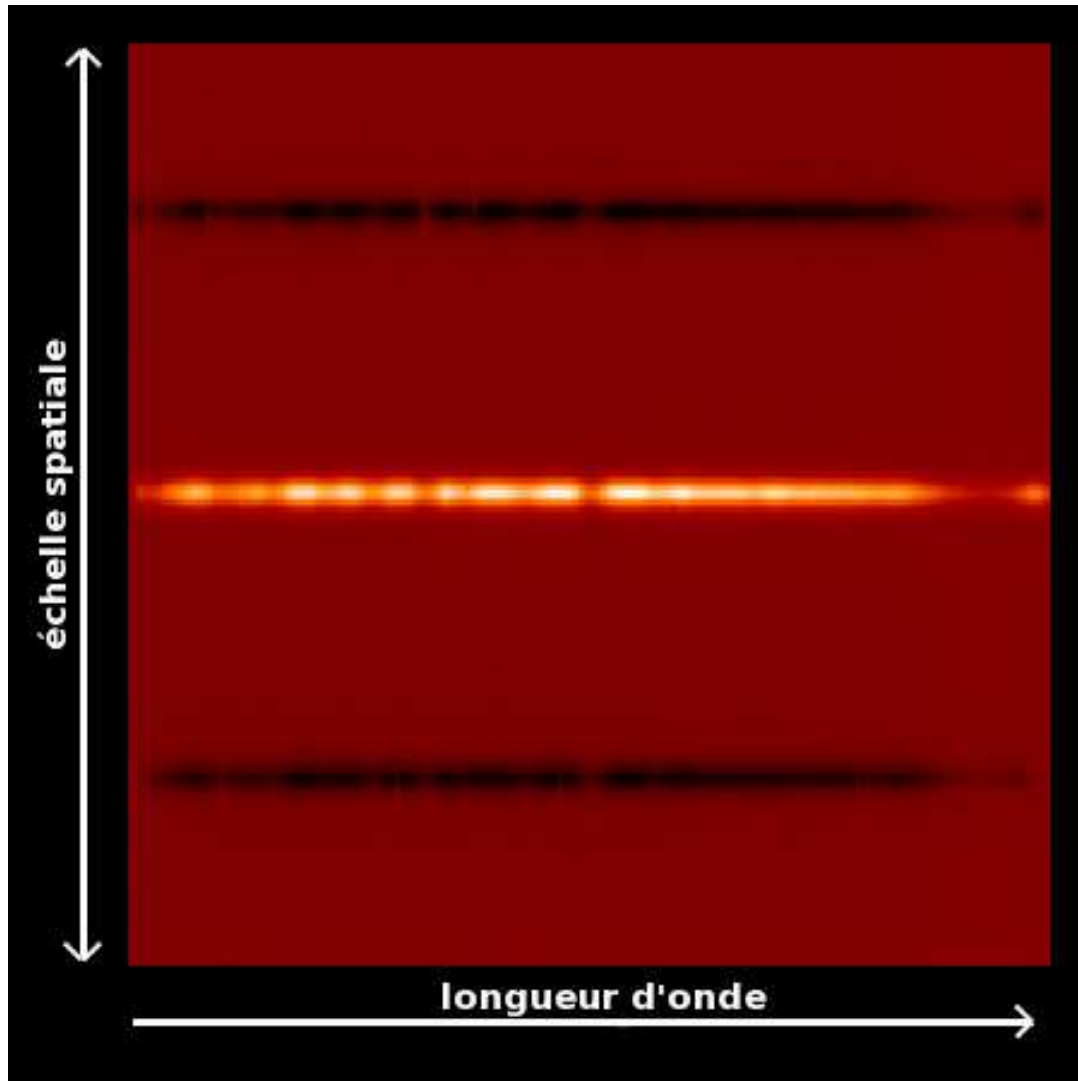


FIG. 4.4 – Exemple de données de VISIR en spectroscopie : on est en mode classique où les 2 bandes positives sont superposées au centre.

données proprement dit. J'ai participé aux phases de *commissioning* en juillet et août 2004. Représentant le consortium (P.O Lagage, E. Pantin, D. Dubreuil), nous étions alors chargés d'observer avec VISIR et de comprendre les comportements de l'instrument sur le télescope. Nous avons amélioré, et continué à élaborer le programme de traitement des données (*pipeline*) des modes standards de VISIR. J'ai enfin appris à utiliser l'infrastructure du télescope de l'UT3 où est installé l'instrument.

#### 4.1.4 Observations IR avec VISIR

Comme nous l'avons vu précédemment, les poussières sont chauffées de façon thermique et ré-émettent principalement en IR. Ainsi, les observations en IR apportent une meilleure connaissance des poussières, de leur composition chimique, leur distribution en taille, leur distribution spatiale, mais aussi sur les sources de chaleur. Grâce à l'IR, il est également possible d'observer des sources enfouies dont le rayonnement visible est complètement absorbé par les poussières (proto-étoiles) mais dont le rayonnement IR peut sortir du nuage grâce à la faible absorption à ces longueurs d'ondes.

Que trace-t-on dans l'univers grâce au rayonnement IR? Nous allons illustrer notre réponse à cette question grâce à des données VISIR prises lors des phases de *commissioning* de l'instrument (Pantin et al. 2005b).

1. En premier lieu, l'émission IR reflète l'émission thermique des poussières dans différents milieux :
  - Les comètes sont formées d'un mélange de glace et de poussières. En s'approchant du Soleil, elles se subliment et leur queues libèrent du gaz et de la poussière. Ces poussières sont chauffées à des températures allant de 150 à 1000 K par le rayonnement solaire et émettent alors entre 5 et 20  $\mu\text{m}$ , i.e. en IR moyen (Fig 4.5).
  - Les "gros" grains de silicate, de carbone amorphe, ou de graphite par exemple ( $0.01\mu\text{m} \leq d \leq 3 \text{ mm}$ ) ont une distribution de taille MRN (Mathis et al. 1977) qui suit une loi de puissance en  $-3.5$ . L'équilibre résulte d'une équation thermodynamique entre le flux ambiant (dû aux étoiles en général) et le flux IR émis. Ils peuvent atteindre des températures de 100 à 500 K suivant les conditions dans lesquelles ils sont (orbite, luminosité de l'étoile centrale, composition chimique). Ils ré-émettent un maximum d'énergie à des longueurs IR (Loi de Wien, chapitre 1). En effet, un grain de poussière chaud à des températures standards ( $\sim 300\text{K}$ ) émet un maximum d'énergie autour de 10  $\mu\text{m}$ . L'IR moyen (10 à 20  $\mu\text{m}$ ) est donc bien adapté pour l'étude des grains orbitant autour d'étoiles, typiquement dans la zone planétaire (1-50 AU), répartis spatialement sous la forme d'un disque par exemple. Il est alors possible d'observer les traces laissées par des planètes proches autour d'étoiles. La figure 4.6 illustre ceci avec des images du disque de poussières autour de  $\beta$ -Pictoris observé sans coronographe (contrairement au visible et l'IR proche), permettant d'étudier les régions internes de la structure.
  - En planétologie, l'IR est un domaine privilégié : les planètes ont des températures telles que leur maximum d'émission thermique est dans l'IR. Dans le cas des planètes gazeuses, différentes longueurs d'ondes autour de 10  $\mu\text{m}$  permettent de sonder des couches d'atmosphère. Les anneaux de Saturne ont été observés en mai 2004 avec VISIR, quand l'angle d'ouverture des anneaux était maximal. Les images VISIR ont permis d'étudier l'émission thermique des particules et

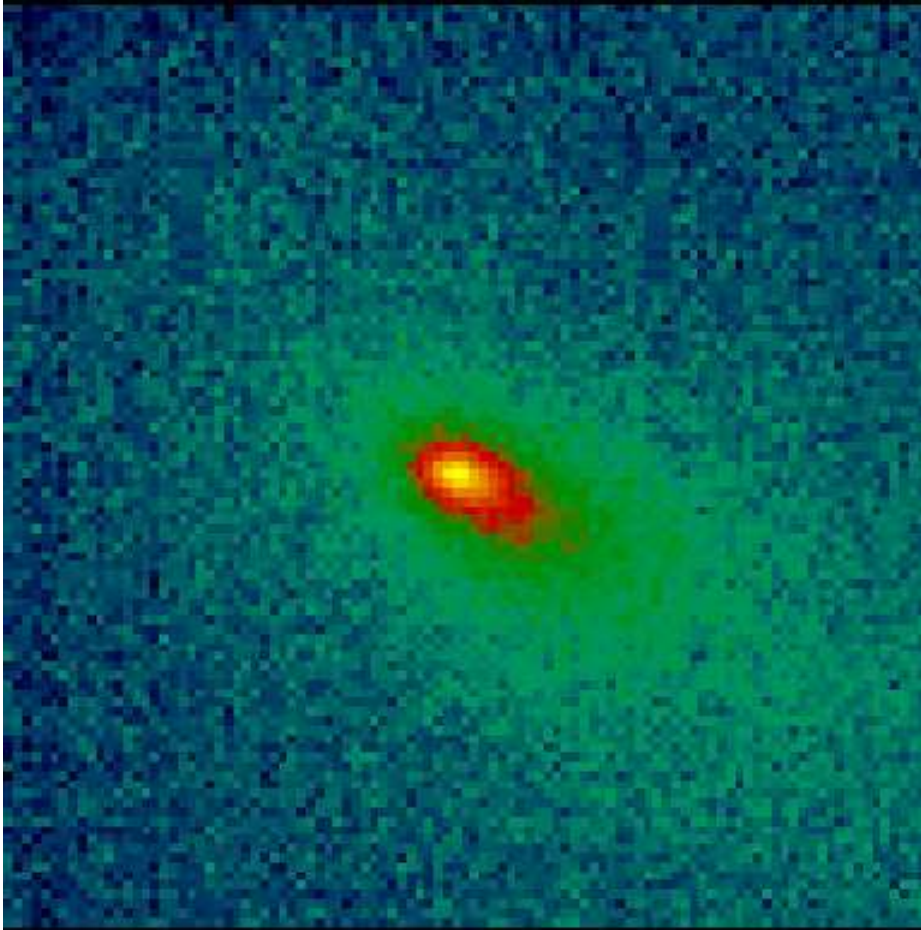


FIG. 4.5 – C73P, une comète observée avec VISIR en juin 2006.

de résoudre spatialement les anneaux avec une précision jamais atteinte dans l'IR (voir Figure 4.7).

2. Les très petites poussières (de l'ordre de la centaine d'Angström) du milieu interstellaire peuvent aussi émettre dans l'IR de manière non thermique :

Les très petits grains (Very Small Grains : VSGs d'une taille inférieure à  $100 \text{ \AA}$  et en moyenne de  $25 \text{ \AA}$ ) sont chauffés de façon impulsionnelle. Leur température augmente subitement au moment de l'absorption d'un photon et diminue exponentiellement ensuite. Ils absorbent et ré-émettent un photon dans un temps plus court que celui qui sépare l'absorption d'un deuxième photon. Contrairement aux PAHs (molécules de carbone décrits dans la suite), ce type de grains ne montre pas de bande d'absorption/émission particulières. On pense que les VSGs contribuent à la courbe d'extinction interstellaire en formant la bosse autour de  $2175 \text{ \AA}$ .

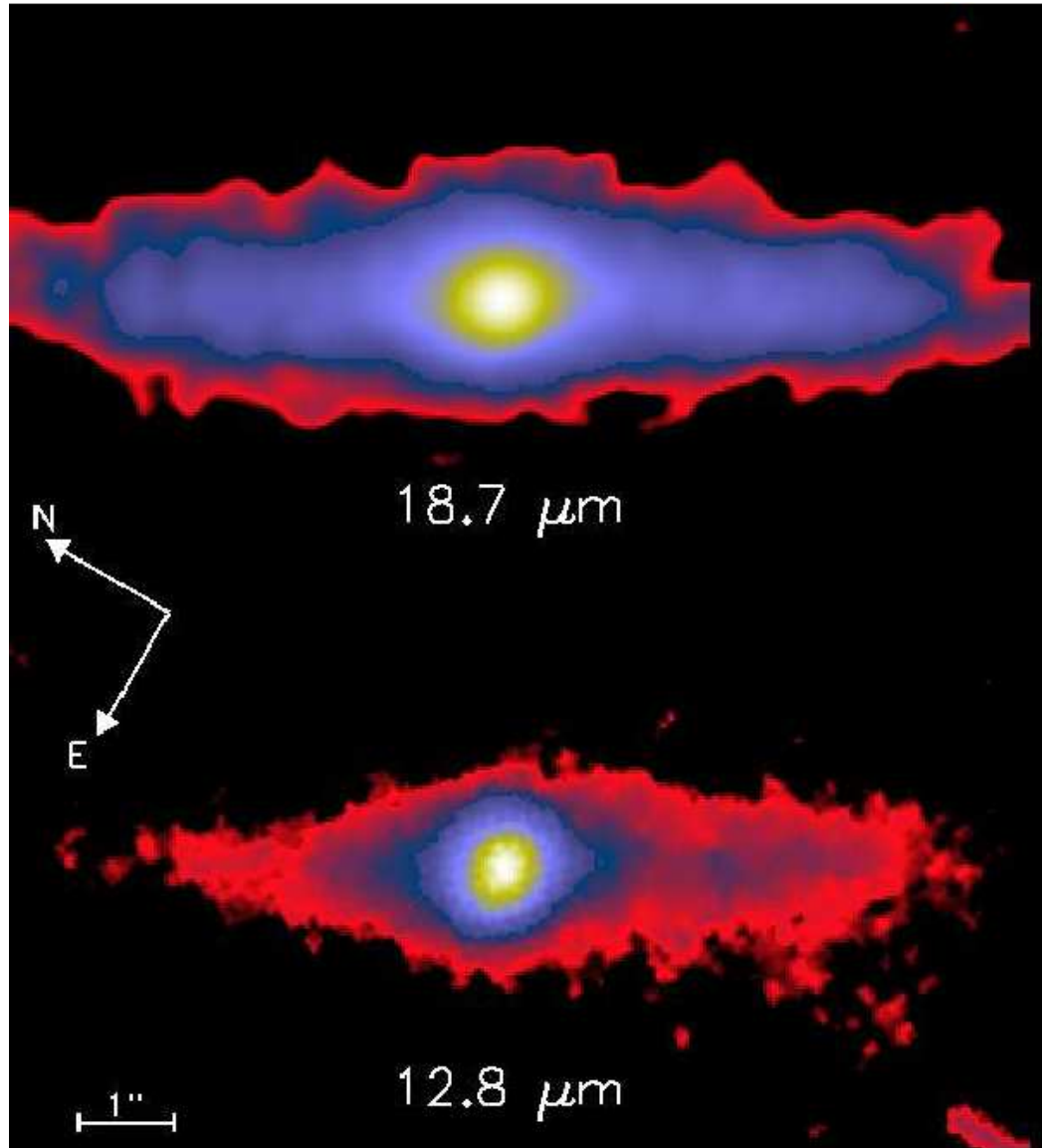


FIG. 4.6 – Le disque de  $\beta$ -Pictoris vu par VISIR à 12.8 et 18.7  $\mu\text{m}$ . L'asymétrie (le côté sud-ouest plus brillant que le côté nord-est) est clairement observé. Comme le montre cette figure, plus la longueur d'onde d'observation est grande, plus on voit de la poussière froide (les régions lointaines du disque). Cependant, la résolution spatiale dans les régions centrales est moins bonne car celle-ci est limitée par la diffraction qui augmente avec la longueur d'onde. *Figure extraite de Pantin et al. (2005b).*

- Les PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) sont constitués d'un ensemble de cycles aromatiques d'environ une centaine d'atomes. On leur attribue la re-

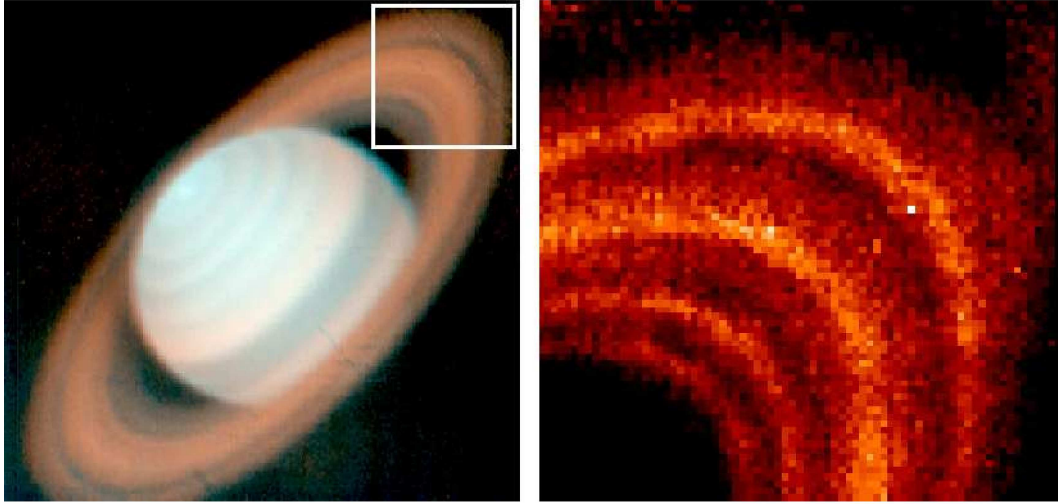


FIG. 4.7 – Une image composite de Saturne sur la gauche (bleu=PAH filtre à  $11.3 \mu\text{m}$ , rouge=Q3 filtre à  $19.5 \mu\text{m}$ ). La région ombragée sur la partie gauche correspond aux particules de l’anneau avec des températures plus basses après s’être refroidie en passant dans l’ombre de Saturne. A droite, un zoom sur les anneaux de Saturne montrant les anneaux AC, B, et A (de gauche à droite), la division de Cassini entre les anneaux B et A.

montée linéaire dans l’UV de la courbe d’extinction et les bandes à  $3.3$ ,  $6.2$ ,  $7.7$ ,  $8.6$  et  $11.3 \mu\text{m}$ . Il sont également chauffés de manière impulsionnelle : un photon est absorbé par la structure électronique et son énergie est redistribuée sur tous les modes de vibration. L’émission d’un photon correspond alors à l’un des modes vibrationnels de la molécule. Comme pour les VSGs, le temps séparant l’absorption de l’émission est très court devant le temps séparant deux absorptions, le PAH peut alors atteindre de façon transitoire une température de  $700 \text{ K}$ . La quantité de photons ré-émise est proportionnelle à celle reçue et donc au flux ambiant. On a découvert ces dernières années que certaines étoiles HAeBe ont un environnement de poussières dans lequel la formation planétaire est susceptible de se produire et dans lequel on observe la signature de tels PAHs (Waelkens & Waters 1997; Waters et al. 1998). Une de ces étoiles (HD97048, voir chapitre 5) a été observée en utilisant le filtre PAH de VISIR centré sur  $11.3 \mu\text{m}$  en imagerie. Cette image montre une large extension ( $2\text{-}3$  secondes d’arc) déjà suspectée lors des observations précédentes (van Boekel et al. 2004).

### 3. L’émission IR peut aussi traduire la présence de gaz plus ou moins froid :

- Le gaz est un traceur direct des conditions physiques du milieu quand on observe les raies atomiques d’émission. Celles les plus connues autour de  $10 \mu\text{m}$  sont le Néon II (NEII) à  $12.8 \mu\text{m}$ , l’Argon III (ArIII) à  $8.992 \mu\text{m}$  et le soufre IV



(SIV) à  $10.485 \mu\text{m}$ . Sur la Figure 4.8, nous démontrons la possibilité d'étudier l'émission spatiale de la raie [NeII] dans les régions centrales de la galaxie Seyfert 2 NGC1068. En effet, après soustraction du continuum interpolé à partir d'images prises à travers différents filtres de référence autour de  $12.8 \mu\text{m}$ , on obtient une carte de l'émission pure de [NeII] (image droite de la Figure 4.8). On peut remarquer que l'émission est étendue et suit la Région à Raies Etroites mais surtout qu'elle révèle la composante sud-est du cône ionisé, cachée par la poussière comme le prédit le modèle unifié sur les AGN (Galliano et al. 2005).

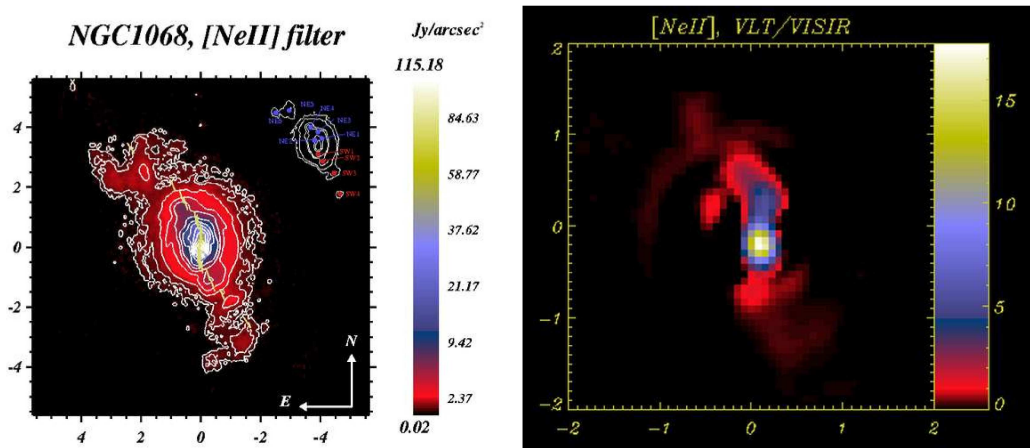


FIG. 4.8 – La galaxie Seyfert 2, NGC1068. L'image de gauche a été obtenue avec un filtre à  $12.8 \mu\text{m}$  contenant à la fois le continuum et l'émission de gaz. Le trait jaune marque l'angle de position locale des isophotes, montrant la symétrie de l'émission IR du centre vers les régions plus externes. L'image de droite représente l'émission atomique du NeII gazeux, après soustraction du continuum. *Figure extraite de Pantin et al. (2005b).*

- Les transitions de l'hydrogène moléculaire accessibles depuis le sol correspondent aux niveaux d'énergie les plus bas des états rotationnels de la molécule. Ce potentiel est démontré sur la Figure 4.9 où on voit l'émission à  $17.03 \mu\text{m}$  de la barre d'Orion. Comme cela est montré sur cette figure, la structure de la vitesse de ce nuage pourrait être déduite d'une estimation de la longueur d'onde centrale de l'émission  $\text{H}_2$ . Ce type d'observation est difficile depuis le sol à cause de la forte raie atmosphérique à  $17.027 \mu\text{m}$  qui rend difficile l'observation à moins d'utiliser une haute résolution spectrale. Ce mode d'observation offre donc un grand potentiel pour la recherche de trace de gaz tiède  $\text{H}_2$  dans les disques protoplanétaires.

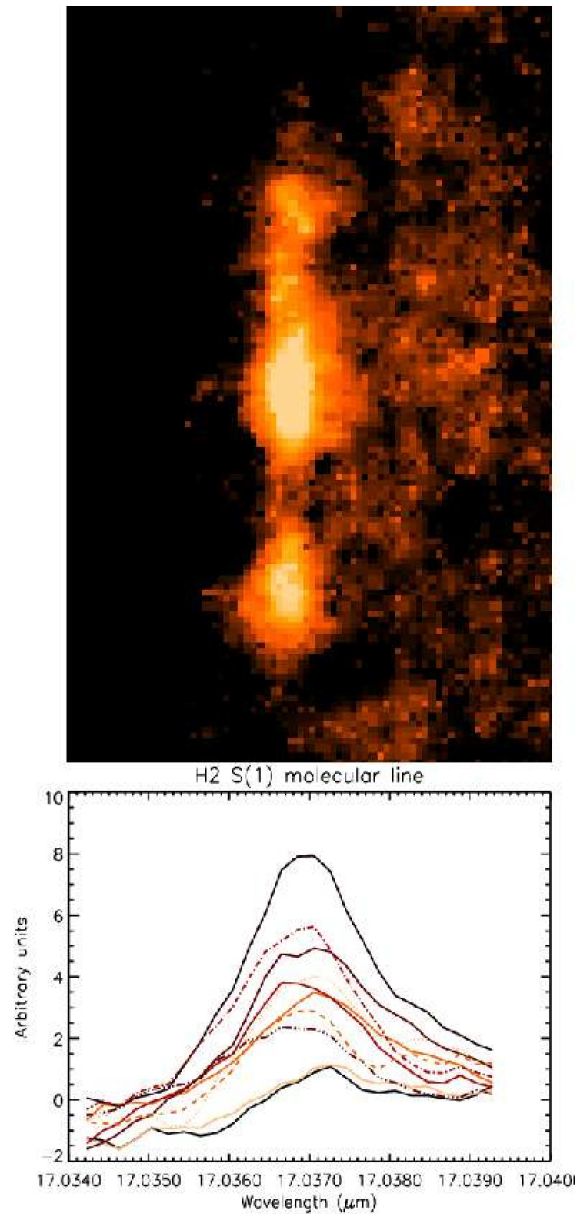


FIG. 4.9 – La barre d’Orion observée avec VISIR en haute résolution à  $17.03 \mu\text{m}$ . L’image du haut montre un spectre à 2 dimensions (la direction de dispersion est horizontale, la direction spatiale est verticale, nord en haut). Le graphique du bas montre quelques spectres extraits pour différentes positions spatiales, illustrant le changement de la longueur d’onde centrale avec la position spatiale. *Figure extraite de Pantin et al. (2005b).*

4. Des particules chargées tournant dans un champ magnétique important génèrent

de l'émission synchrotron<sup>1</sup>. Le spectre observé se comporte généralement comme une loi de puissance ( $F_\nu \propto \nu^\alpha$  avec  $1 \geq \alpha \leq 2$ ) dans le domaine radio, avec parfois une forte composante dans le moyen IR. C'est le cas du trou noir dans Sagittarius A, le centre galactique (Fig 4.10). L'extinction très élevée autour de cet objet ( $A_V$  proche de 30) font de Sagittarius A un objet impossible à observer dans le visible et relativement difficile à détecter en proche IR (Genzel et al. 2003).

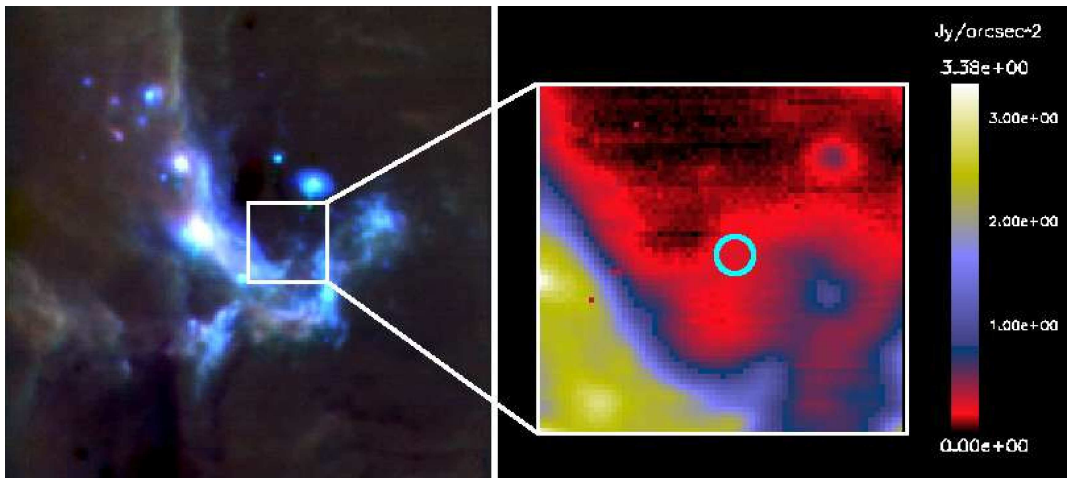


FIG. 4.10 – Le centre galactique observé avec un filtre PAH1 8.6  $\mu\text{m}$ . Le but est de détecter l'émission synchrotron du trou noir et de contraindre les modèles d'émission. *Figure extraite de Pantin et al. (2005b).*

#### 4.1.5 Limite : la turbulence atmosphérique

La résolution des images prises avec CAMIRAS est limitée par la diffraction du télescope et non pas par l'atmosphère (observations à 20  $\mu\text{m}$  avec un miroir primaire de 3.6 mètres).

Compte tenu du fait que la limite de diffraction augmente avec la longueur d'onde et diminue avec la taille du miroir primaire (loi en  $\lambda/D$ ), la résolution spatiale (Fig 4.11) des observations VISIR (à 10  $\mu\text{m}$  avec un miroir primaire de 8 mètres) n'est plus limitée par la diffraction du télescope (environ 4 fois plus petite qu'avec CAMIRAS) mais par la turbulence de l'atmosphère.

Les observations VISIR à 10  $\mu\text{m}$  sont ainsi sensibles aux mouvements de la source liés à la turbulence à partir d'un seeing de 1 seconde d'arc.

La caractérisation précise de la turbulence atmosphérique et de ses effets sur les images est un problème complexe (Roddiier 1981; Fried 1994). Pour en simplifier l'explication,

<sup>1</sup>C'est le rayonnement d'électrons ultra-relativistes dans un champ magnétique. Le spectre suit une loi de puissance qui diffère de celle du rayonnement thermique

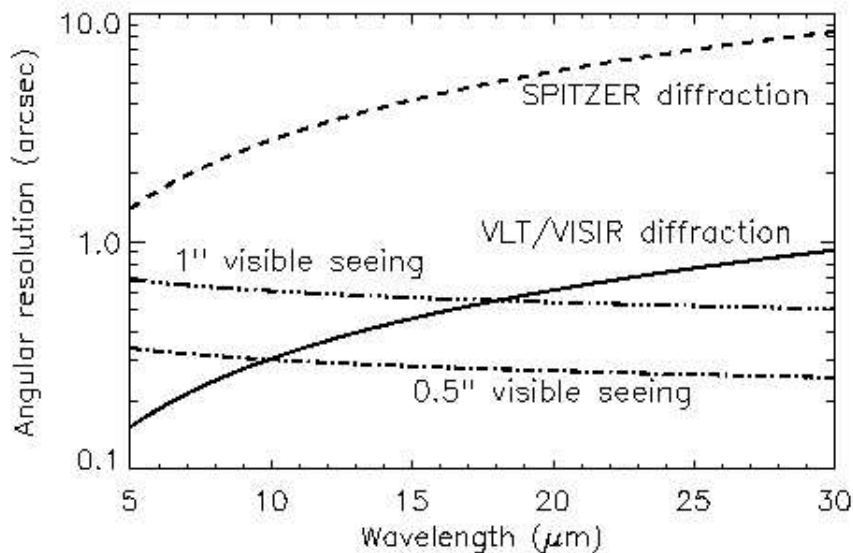


FIG. 4.11 – Le seeing dans le visible à Paranal comparé à la limite de diffraction du télescope. On voit pour un seeing de 0.5" dans le visible, on est limité par la diffraction à 10 et 20  $\mu\text{m}$  mais pas pour un seeing de 1" dans le visible où c'est la turbulence qui domine même à 10  $\mu\text{m}$ .

on peut considérer que l'atmosphère terrestre est en perpétuel mouvement à une multitude d'échelles. Des grands mouvements de masses d'air à l'échelle continentale, aux micro-mouvements de minuscules bulles d'air, en passant par les couches poussées par des vents de directions différentes suivant l'altitude, tous contribuent à la turbulence atmosphérique. Or ces masses d'air variées, en mouvement, ont des caractéristiques optiques différentes, essentiellement dues à leur différentes températures (l'indice de réfraction de l'air, et donc la vitesse de propagation de la lumière en son sein, varient avec la température). Ainsi, au travers de l'air, les images sont continuellement déformées de manière aléatoire. De jour, les effets de la turbulence sont le plus souvent peu visibles à l'œil nu car le pouvoir de résolution de l'œil n'est pas très grand et les masses d'air que notre regard traverse ne sont en général pas assez importantes pour que l'effet de la turbulence soit sensible. Deux cas bien connus illustrent cet effet : le premier lorsque l'on regarde par dessus une étendue importante de goudron chauffé par le soleil en été, les images sont déformées et dansantes. Le second, lorsque l'on regarde les étoiles, leur scintillation est une conséquence de l'agitation de l'air au dessus de nous.

Les effets de la turbulence sont ainsi particulièrement gênants pour l'astronome au sol qui tente de former des images à partir d'un faisceau qui a traversé des kilomètres d'atmosphère. De plus, la perturbation due à la turbulence atmosphérique, déjà sensible pour les étoiles à l'œil nu, va devenir de plus en plus problématique à mesure que

l'instrument va se perfectionner. Plus on tente d'augmenter le pouvoir de résolution de l'instrument, plus la turbulence se montre comme une barrière difficile à franchir. En pratique, au sol, contrairement à la situation prévalant dans l'espace, la résolution des images brutes que l'on peut obtenir au foyer d'un grand télescope pour  $\lambda < 20 \mu\text{m}$  ne dépend pas de la taille du miroir mais de la turbulence et donc des conditions d'observations (site, vents...). Dès lors, il nous faut caractériser la turbulence pour mieux la comprendre.

- **Le front d'onde** Le front d'onde est un concept important en optique. Imaginons une source ponctuelle monochromatique qui émet des rayons lumineux se propageant dans toutes les directions. L'onde lumineuse émise à un instant  $T_0$  forme à l'instant  $T_0 + dT$  une sphère de rayon augmenté de  $c \, dT$  ( $c$  vitesse de la lumière), représentant le front d'onde. Deux sphères correspondant à deux crêtes successives de l'onde sont séparées d'une longueur d'onde. Une source située à l'infini produit donc une onde plane (une sphère de rayon tendant vers l'infini). La traversée de zones non homogènes de l'atmosphère déforme le front d'onde à l'entrée de la pupille du télescope.

- **Le seeing** Le seeing indique la largeur à mi-hauteur (souvent abrégé par FWHM, Full Width Half Maximum) de l'image d'une source ponctuelle à une longueur d'onde donnée, déformée par la turbulence. La largeur à mi-hauteur d'une image est une valeur très utilisée pour caractériser la finesse d'une image stellaire. En effet, pour une image non parfaite, le diamètre d'un objet n'est pas défini précisément puisque sa forme n'est pas une figure géométrique et peut avoir un halo très étendu. On utilise donc la largeur (moyenne radiale) considérée en coupant l'objet à la moitié de son maximum. Cette valeur dépend bien sûr du site et des conditions atmosphériques.

C'est cette valeur liée à la turbulence, et non la taille du télescope qui fixe la résolution d'un télescope classique dès qu'il dépasse quelques dizaines de centimètres pour les courtes longueurs d'onde. En effet, pour les sites astronomiques, le seeing moyen est de l'ordre de 0.5 à 1 seconde d'arc dans le visible ( $0.5 \mu\text{m}$ ) et peut atteindre plusieurs secondes dans de mauvaises conditions. La largeur à mi-hauteur d'une tache d'Airy (figure de diffraction), à la même longueur d'onde, est pour un télescope de 8 m environ de 15 millièmes de seconde d'arc, soit trente fois plus faible que le meilleur seeing. La turbulence est l'une des raisons qui oblige les astronomes à placer leurs observatoires en altitude, réduisant la masse d'air entre le télescope et l'objet observé.

Connaissant les conséquences de la turbulence qui mettent à égalité un télescope d'amateur de vingt centimètres et un géant de huit mètres, on pourrait s'étonner de l'augmentation continue de la taille des instruments. Il y a plusieurs raisons à cela : d'une part, en augmentant la taille d'un télescope, même sans augmenter sa résolution, on augmente la surface collectrice de photons et donc la sensibilité de l'instrument, ce qui permet de découvrir des sources toujours plus faibles, toujours plus lointaines. D'autre part, les effets dévastateurs de la turbulence sont inverse-

ment proportionnels à la longueur d'onde, ce qui rend favorables les observations en IR. Pour comprendre cet effet, il nous faut encore faire une petite digression vers la caractérisation théorique de l'atmosphère et introduire le paramètre de Fried  $r_0$ .

– **Le paramètre de Fried  $r_0$  ou longueur de cohérence**

Un modèle très étudié de l'atmosphère, et confirmé dans ses grandes lignes par plusieurs études expérimentales dans le visible et l'IR proche, est celui de Kolmogorov (Kolmogorov 1941a,b). Ce modèle consiste à représenter l'atmosphère comme une structure semi-fractale de masses d'air d'échelles décroissantes depuis l'échelle externe correspondant aux plus grands phénomènes macroscopiques (couches d'air, vents, perturbations météorologiques) et transmettant leur énergie cinétique d'une échelle à l'autre par tourbillonnement jusqu'à la plus petite échelle où l'énergie se dissipe en chaleur par frottements visqueux. L'étude mathématique de ce modèle permet de faire ressortir plusieurs paramètres caractérisant l'état de la turbulence.

Pour une turbulence et une longueur d'onde d'observation données,  $r_0$  est égal au diamètre d'un télescope qui ne subirait pas la turbulence et dont la qualité d'image est équivalente à celle d'un télescope infini qui lui la subirait. Le seeing évoqué plus haut se rattache à  $r_0$  par la relation  $seeing \sim \frac{\lambda}{r_0(\lambda)}$ .  $r_0$  est en quelque sorte le diamètre du télescope "équivalent" aux effets de l'atmosphère. Dans l'hypothèse Kolmogorov,  $r_0 \propto \lambda^{6/5}$ . Un seeing moyen d'une seconde d'arc dans le visible ( $0.5 \mu\text{m}$ ) correspond à un  $r_0$  de 0.1 m et un seeing excellent de 0.3 seconde d'arc correspond à un  $r_0$  exceptionnel de 0.35 m. Or, un tel  $r_0$  dans le visible équivaut donc pour exactement la même turbulence dans l'infrarouge ( $\lambda = 4.75 \mu\text{m}$  par exemple) à un  $r_0$  quinze fois plus grand (de 1,5 à plus de 5 mètres). C'est pourquoi les observations faites en IR sont moins affectées par la turbulence et justifient la construction de grands télescopes.

#### 4.1.6 La résolution angulaire

En augmentant la taille des télescopes, il est possible d'observer des objets moins lumineux, mais il est tout de même important d'augmenter la résolution angulaire dans le même temps. Or, c'est réellement la turbulence qui limite la résolution des grands télescopes pour les faibles longueurs d'onde. Quelles sont donc les méthodes actuelles qui existent pour remédier à ce problème? La manière la plus simple de s'affranchir de l'atmosphère est de placer le télescope au-dessus de l'atmosphère, dans l'espace. Le télescope le plus connu à l'heure actuelle est le Télescope Spatial Hubble (HST) qui fonctionne de l'ultraviolet jusqu'au proche IR ( $0.1\text{-}2.5 \mu\text{m}$ ). En raison de son petit diamètre, il est plus adapté aux domaines visible et ultraviolet (voir section 2.3.1). Pour ce qui est des télescopes modernes au sol, il existe des techniques pour compenser la dégradation de la qualité due à l'atmosphère, comme l'optique adaptative ou l'interférométrie des tavelures.

En utilisant des séries d'images courte pose, on peut "geler" la turbulence. Il existe des techniques variées, allant du simple re-centrage et addition ("shift and add") aux techniques plus évoluées d'interférométrie des tavelures ("speckle imaging") et de déconvolution qui permettent de reconstituer des images de qualité proche de la limite de diffraction de l'instrument, lorsque le rapport signal sur bruit le permet. En effet, il existe une différence fondamentale entre les images dites "courte pose" et les images longues poses. Pour comprendre cette différence, nous devons nous replonger encore une fois dans la caractérisation de la turbulence atmosphérique.

$r_0$  caractérise la turbulence de manière spatiale, mais comment caractériser son évolution dans le temps ? On utilise pour ce faire le temps de cohérence, c'est le temps le plus grand durant lequel, en première approximation, le front d'onde turbulent n'aura pas évolué. Une expression dans un modèle de turbulence monocouche est  $t_0 = r_0/v$  où  $v$  est la vitesse de déplacement de la couche (vitesse de vent, de l'ordre de 5 à 20 m/s), soit des temps de cohérence dans le visible de l'ordre de 2.5 ( $r_0 = 5\text{cm}, v = 20\text{m.s}^{-1}$ ) à 70 millisecondes ( $r_0 = 15\text{cm}, v = 5\text{m.s}^{-1}$ ). L'image monochromatique instantanée (temps exposition  $\leq t_0$ ) d'une source ponctuelle n'est plus une tache d'Airy, mais un interférogramme, dont les noeuds d'intensité sont appelés tavelures ou speckles en anglais (voir Figure 4.12). Ces speckles ont la taille  $\lambda/D$  (limite de diffraction du télescope) et sont contenus dans une tache plus grosse, de taille à mi-hauteur  $\lambda/r_0$ . Cela prouve que l'image courte pose contient encore une information à haute résolution sur la nature de l'objet observé. A cette dispersion spatiale se combine en longue pose une variation temporelle des interférogrammes due à l'évolution de la turbulence. Sur une image longue pose (somme de toutes ces images courte pose), les speckles se superposent et se brouillent perdant ainsi définitivement la résolution théorique du télescope qu'ils contiennent. Ceci dégrade la résolution de l'image résultante, la ramenant à une résolution de l'ordre de  $\lambda/r_0$ , c'est-à-dire du seeing. On remarque que le temps de cohérence dépend de la longueur d'onde comme  $r_0$ . Les fréquences d'acquisition doivent donc être d'autant plus élevées que l'on souhaite travailler à une longueur d'onde faible.

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	SEEING 0.5"		SEEING 1"	
	$r_0(m)$	$t_0(ms)$	$r_0(m)$	$t_0(ms)$
2	1.05	52-210	0.52	28-100
10	7.28	360-1450	3.64	200-700
20	16.7	835-3340	8.36	400-1600

TAB. 4.2 – Comparaison des longueur et temps de cohérence de l'atmosphère suivant le seeing (en visible) et la longueur d'onde d'observation pour une vitesse entre 5 à 20 m/s dans le modèle Kolmogorov.

#### – L'interférométrie des tavelures

Il existe une méthode intuitive pour s'affranchir des problèmes liés à la turbulence : il suffit **d'observer un objet plus rapidement que l'atmosphère**



FIG. 4.12 – Image caractéristique obtenue avec un télescope beaucoup plus grand que la longueur de cohérence de l'atmosphère pour un temps de pose très court. Chaque tavelure est limitée par la diffraction, mais leur ensemble couvre une zone beaucoup plus grande (le seeing), qui caractérise la turbulence de l'atmosphère. On peut noter la présence d'une tavelure principale entourée de nombreuses tavelures secondaires.

**ne varie.** Le temps de pose individuel doit être inférieur au temps de cohérence. Pour un objet avec un flux moyen, il faut cependant obtenir un très grand nombre d'images de ce type (plusieurs centaines) pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant. Pour extraire le signal des images, il faut faire appel à la transformée de Fourier des images individuelles. Le passage dans le plan conjugué est rendu nécessaire par la présence dans les images individuelles de plusieurs tavelures (voir Figure 4.12). Il y a environ  $(D/r_0)^2$  tavelures dans l'image, où  $r_0$  est la longueur de cohérence de l'atmosphère et  $D$  diamètre du télescope. La transformée de Fourier permet en effet de rassembler toutes ces tavelures en un seul point du plan conjugué, à condition que leur nombre ne soit pas trop élevé. Cette méthode est limitée par le seeing car l'image est constituée de tavelures non corrélées qui se superposent dans une tache de taille équivalente au seeing. En raison des courts temps de pose nécessaires, seuls les objets très brillants peuvent être observés dans de bonnes conditions. Notons enfin l'existence d'une méthode dérivée de la précédente, le "shift-and-add". La combinaison des images individuelles est cette fois effectuée en les alignant de manière à placer la tavelure principale (la plus



brillante) au même endroit sur le détecteur et en faire la somme. Cette technique est toutefois moins efficace que la précédente puisque les tavelures secondaires ne sont pas supprimées. Cette méthode étant très simple, elle peut être suffisante dans certains programmes notamment en IR moyen où le nombre de tavelures est plus limité. En effet, le nombre de tavelure,  $(D/r_0)^2$ , est plus petit en IR moyen qu'en IR proche car  $r_0$  est plus grand (voir Tab 4.2).

#### – L'optique adaptative

Cette fois, l'idée est d'utiliser un miroir que l'on déforme pour compenser les défauts introduits par la turbulence. L'intérêt est qu'il est possible de poser beaucoup plus longtemps (par rapport à l'interférométrie des tavelures), ce qui permet d'observer des objets relativement faibles. La forme du miroir est corrigée toutes les 10 ms environ par des centaines d'actuateurs. Le principal problème de cette méthode est qu'elle n'offre qu'une correction partielle (liée au nombre d'actuateurs) et donc une fraction non négligeable de la lumière n'est pas corrigée et se trouve dans un "halo" qui a la taille du seeing. La correction dépend des conditions atmosphériques et de la longueur d'onde : elle est beaucoup plus efficace en infrarouge qu'en visible où seulement 5% de la lumière est corrigée.

**En résumé**, il faut retenir que la turbulence affecte moins les observations en IR moyen que dans le visible. En condition optimale d'observation (pour un seeing de 0.5 seconde d'arc dans le visible), c'est la diffraction qui détermine la résolution angulaire de l'observation en IR moyen (10-20  $\mu\text{m}$ ). Mais ce domaine de longueur d'onde peut être dominé par la turbulence pour des télescopes très grands (8 mètres) avec un seeing plus mauvais (1 seconde d'arc dans le visible).

## 4.2 Nouveau mode d'observation pour VISIR : BURST

La turbulence dégrade moins les observations en IR qu'en visible et pour un très bon site comme Paranal, c'est la diffraction qui limite la résolution angulaire des images. En effet, les images à 10  $\mu\text{m}$  sont limitées par la diffraction (voir Fig. 4.11) pour un seeing de 0.5 seconde d'arc. Mais pour un seeing de 1 seconde d'arc, c'est la turbulence (seeing) qui limite la résolution spatiale des observations sur un télescope de 8 m. En réalité, pour un seeing de 0.8 seconde d'arc dans le visible (moyenne de ces dernières années à Paranal), on a un seeing de 0.4" dans l'infrarouge moyen si on se place dans l'hypothèse Kolmogorov où celui-ci varie en  $\lambda^{-1/5}$ . Ceci induit pour l'observateur un mouvement de la source d'environ 5 pixels sur le détecteur s'il utilise le plus petit champ de VISIR (0.075"/pixel). Pour ne pas perdre la résolution angulaire, on a décidé d'observer les sources avec des temps de pose très courts (de l'ordre de 10-50 ms) en stockant dans une position nodding N ( $\sim 1000$ ) images de durée élémentaire. Le mouvement de la source sur les N images est corrigé en recentrant celles-ci les unes par rapport aux autres. Le nodding a été effectué en bougeant le télescope d'environ 7 à 8 secondes d'arc dans la direction est/ouest. Ce mode, qu'on a appelé le mode BURST,

génère une grande quantité de données (150 Mo par position nodding, soit 150 Mo par fichier) qu'il a fallu gérer au moyen d'un programme que j'ai développé. J'ai écrit ce code en C en utilisant CPL (Common Pipeline Library), la librairie standard utilisée par l'ESO pour développer les programmes de traitement de données (*pipeline*) des instruments du VLT.

Finalement, le BURST est devenu un mode nécessaire quand on s'est rendu compte que de mauvaises conditions météorologiques affectaient trop la qualité d'image des observations sur un télescope de 8 mètres en IR moyen.

#### 4.2.1 Description des données BURST

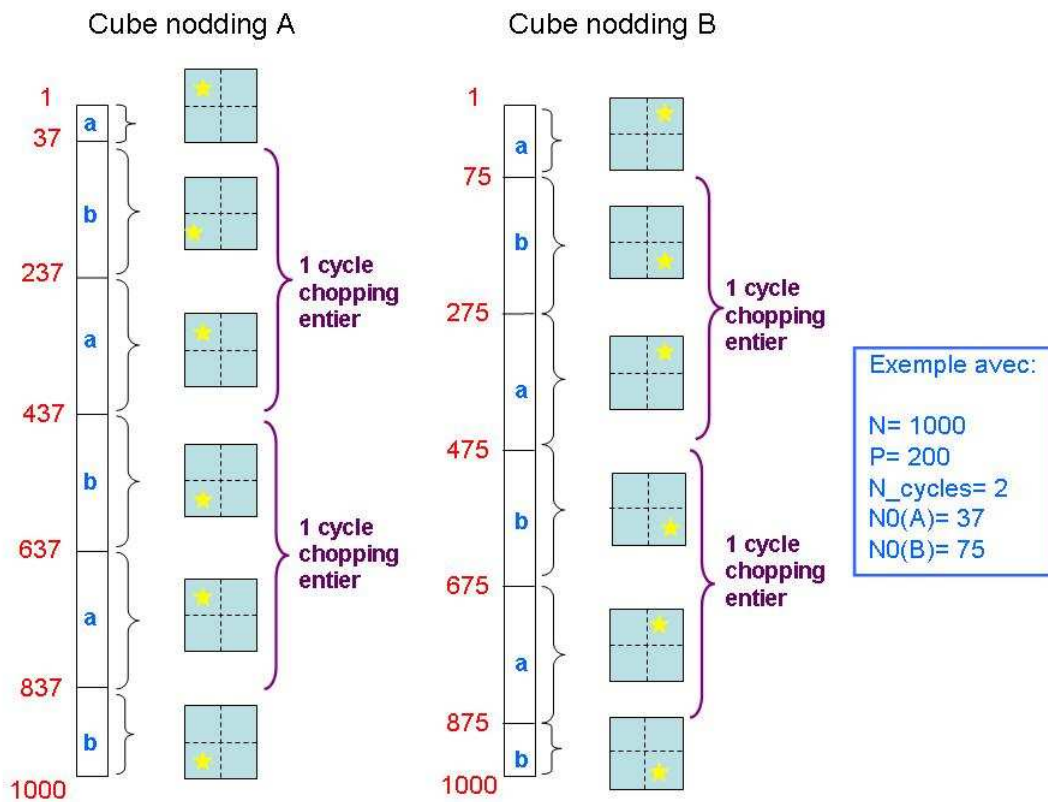


FIG. 4.13 – Description du format de données en mode BURST.  $N$  correspond au nombre d'images dans une position nodding A ou B.  $P$  est le nombre d'images dans une position chopping.  $N_{cycles}$  est le nombre de cycle chopping entier dans une position nodding.  $NO(A)$  et  $NO(B)$  sont les indices des images correspondant au début du cycle chopping à l'intérieur de la position nodding A et B respectivement. La source est matérialisée par une étoile.

Un fichier FITS en mode BURST correspond à une position nodding (position A ou B). Il contient  $N$  images ( $N \sim 1000$ ). Chaque image correspond à un temps de pose élémentaire  $t$  (de l'ordre de quelques dizaines de ms). Le chopper fonctionne pendant que le télescope est dans une position nodding : le miroir secondaire oscille avec une fréquence déterminée ( $F$ ) pendant tout le temps de stockage des données. On appelle  $P$  le nombre d'images dans une position chopping (position a ou b).  $P$  est déterminé grâce à la fréquence de chopping  $F$  :

$$P = \frac{(1/F)}{2 * t} \quad (4.3)$$

Quand l'observation correspondant à une position nodding débute, elle n'est pas synchronisée sur la fréquence du chopper et démarre aléatoirement dans le cycle chopping. Il faut déterminer, pour chaque position de nodding, la position  $N_0$  de l'image débutant le cycle chopping (voir Fig. 4.13). Le chopper bouge dans la direction nord/sud (haut/bas dans les images VISIR). Le nodding se faisant dans la direction est/ouest, chaque position nodding correspond à un côté de l'image (droite/gauche).

Une fois que l'on a déterminé la position  $N_0$  de l'image où commence le premier cycle chopping, on peut calculer  $N_{cycles}$ , le nombre de cycles chopping pour une position de nodding donné :

$$N_{cycles} = E\left(\frac{N - N_0}{2P}\right) \quad (4.4)$$

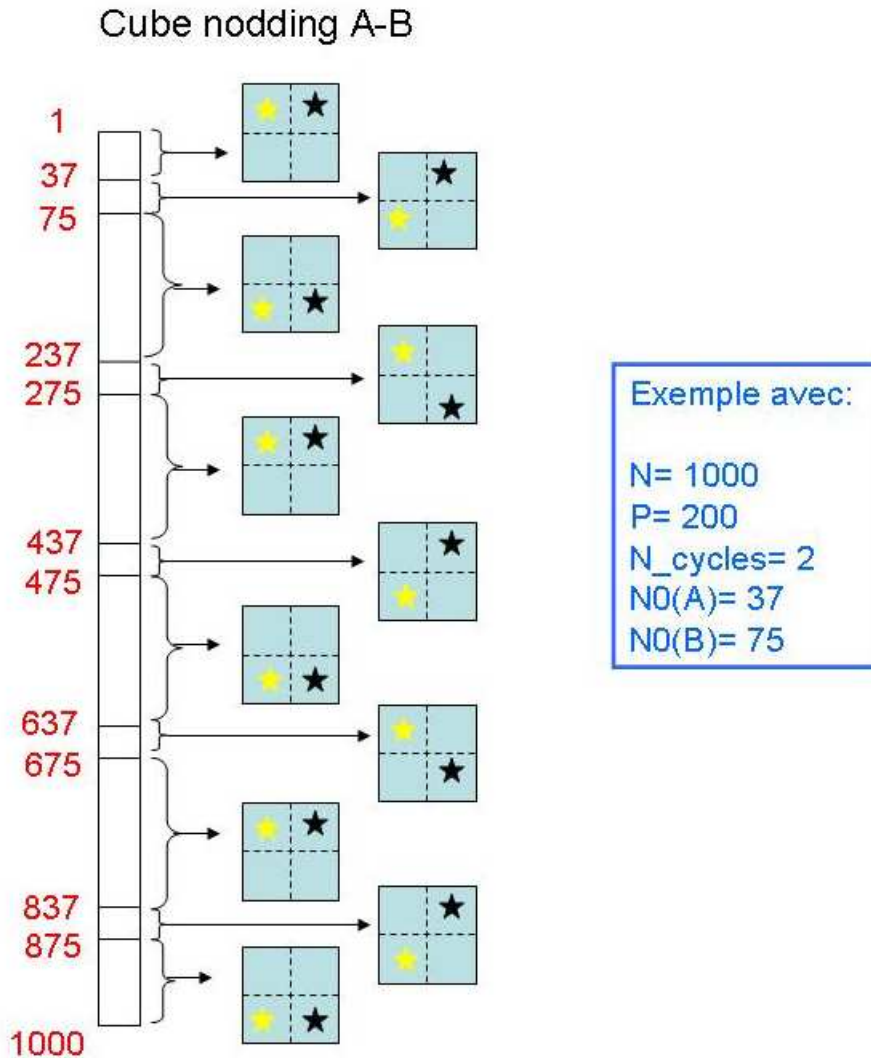
Comme il a été expliqué auparavant, un mauvais seeing déplace la source sur le détecteur. Ainsi, chaque image dans une position chopping et nodding précise, prise à un instant donné, reflète les conditions atmosphériques à cet instant précis. L'image de la source est donc unique. Chacune des sources bougeant indépendamment l'une de l'autre sur chaque image du cube du nodding, il faut en tenir compte en les recombinaison.

#### 4.2.2 Algorithme de réduction des données BURST

1. **Détermination de  $N_{0A}$  et  $N_{0B}$**  : Il faut déterminer quand la source passe pour la première fois de haut en bas (ou vice versa) pour chaque position de nodding A et B. Ceci nécessite une détection automatique des sources qui sont noyées dans le bruit. Ainsi, la soustraction des 2 noddings A-B élimine le bruit au premier ordre et permet la détection des sources (voir Fig. 4.14). Dans les  $N$  images du fichier A-B, il y a 2 sources, une positive et une négative, qui bouge de haut en bas (cycle chopping). En détectant le changement de position des sources, on détermine alors les positions  $N_{0A}$  et  $N_{0B}$ , c'est-à-dire les indices des images correspondant au début du cycle chopping.

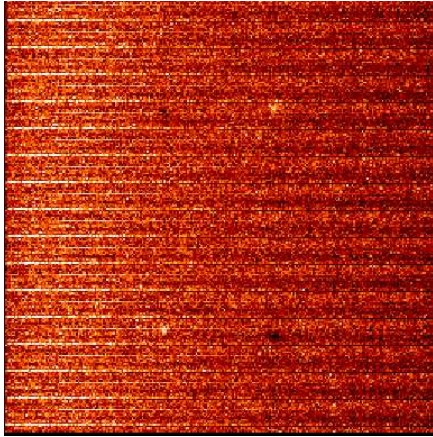
On peut alors calculer le nombre de cycles chopping maximal, en commun dans les deux fichiers nodding (si la période  $P$  est inférieure  $N/2$ ) :

$$N_{cycles}^{max} = E\left(\frac{N - N_{0A}}{2P}\right) = E\left(\frac{N - N_{0B}}{2P}\right) \quad (4.5)$$

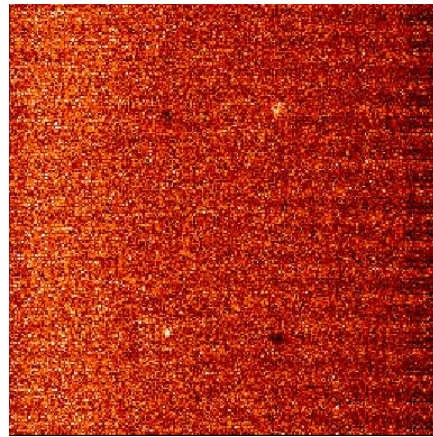
FIG. 4.14 – Détermination de  $N0_A$  et  $N0_B$ 

2. **Construction du cube choppé/noddé** : Une fois que  $N0_A$  et  $N0_B$  sont déterminés, il faut effectuer la correction de chopping qui consiste à soustraire les images en position  $a$  du chopping aux images en position  $b$ . On obtient alors un cube choppé de  $N_{cycles} * P$  images (voir Fig. 4.15) pour chaque nodding A et B. Il faut soustraire ensuite les deux cubes (A-B), correspondant aux deux positions de nodding, pour avoir un cube choppé et noddé avec 4 sources sur chaque image (2 positives et 2 négatives).

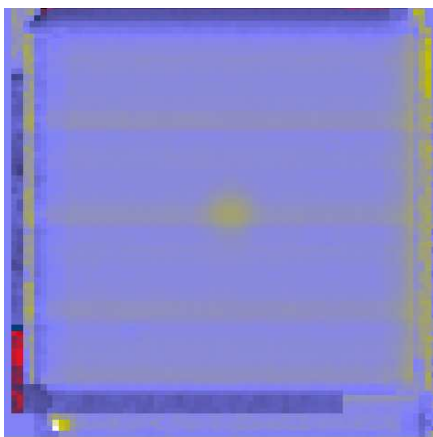




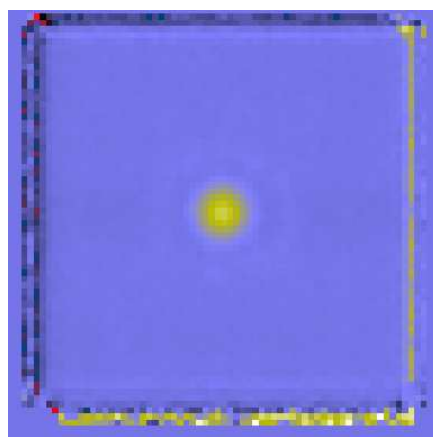
(a) Image du cube choppé/noddé avec 4 sources réparties sur un rectangle



(b) Même image du cube choppé/noddé corrigée des stripes.



(c) Image combinée finale de l'étoile Herbig HD1510193 en Q2 ( $18.7 \mu\text{m}$ ) avec les stripes



(d) La même image qu'à gauche corrigée des stripes.

FIG. 4.16 – Illustration des stripes sur le cube choppé/noddé (en haut) et sur l'image combinée finale (en bas).

4. **Détection et somme avec recentrage des sources :** Sur chaque image, les 4 sources ont bougé indépendamment l'une par rapport à l'autre suivant les conditions atmosphériques du moment. Pour ne pas perdre en résolution angulaire, chacune des 4 sources doit être extraite de chaque image du cube (Fig 4.17). Pour chaque quadrant, il faut extraire une à une les sources et les sommer en les recentrant l'une par rapport à l'autre par une méthode de corrélation.

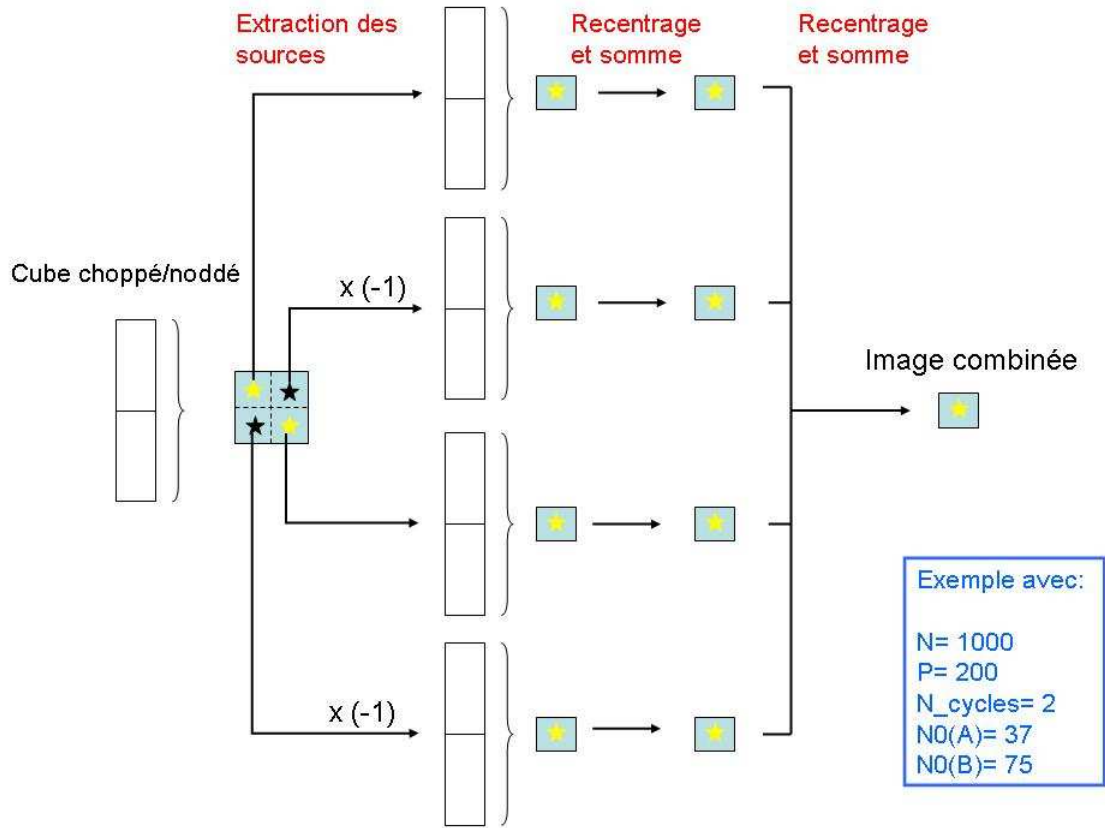


FIG. 4.17 – Détection et somme avec recentrage de la source.

### 4.2.3 Corrélation

#### 4.2.3.1 Champ d'application

La corrélation est une technique permettant de déterminer très précisément la position d'un objet dans une image par rapport au même objet dans une autre image. Les conditions d'observation variant d'une image à l'autre (différence d'atmosphère, de chemin optique, de position sur le détecteur, ...), le même objet ne va pas apparaître exactement avec la même intensité, la même forme, la même répartition d'énergie d'une image à l'autre. Pour recentrer cet objet durant la recombinaison des images, il est nécessaire d'utiliser une technique permettant de précisément connaître ces décalages pour éviter de dégrader la résolution. L'autocorrélation permet d'exploiter toute l'information contenue dans l'objet pour estimer au mieux ces décalages. Cette technique donne de très bons résultats.

#### 4.2.3.2 Description

Supposons que l'on ait en entrée :

- deux images A et B représentant le même objet à des positions différentes
- une estimation approximative des décalages ( $X_{est}$ ,  $Y_{est}$ )
- une taille de recherche ( $s_x$ ,  $s_y$ )
- une taille de mesure ( $m_x$ ,  $m_y$ )
- une position de l'objet dans l'image A ( $C_x$ ,  $C_y$ )

La position de l'objet dans l'image A n'a pas besoin d'être exacte. La méthode d'autocorrélation va permettre de calculer précisément le décalage à appliquer pour passer de cette position à la position *équivalente* dans l'image B. Cette méthode peut être appliquée sans qu'il soit nécessaire de connaître précisément la position de l'objet au préalable.

Chaque pixel dans une zone de taille ( $s_x$ ,  $s_y$ ) autour de la position ( $C_x + X_{est}$ ,  $C_y + Y_{est}$ ) dans l'image B est candidat pour être celui qui ressemble le plus au pixel ( $C_x$ ,  $C_y$ ) dans l'image A. Pour chacun de ces pixels ( $i$ ,  $j$ ), un facteur de corrélation  $XC(i, j)$  est calculé. Le pixel pour lequel ce facteur est le plus faible est celui recherché.

Le facteur de corrélation est la somme normalisée des carrés des différences des pixels des deux images dans une zone de taille ( $m_x$ ,  $m_y$ ) :

$$XC(i, j) = \frac{\sum_{\substack{i \in m_x \\ j \in m_y}} (imaB(i + C_x + X_{est}, j + C_y - Y_{est}) - imaA(i + C_x, j + C_y))^2}{m_x * m_y} \quad (4.6)$$

Plus les deux zones se ressemblent, plus le facteur sera faible.

La figure 4.18 montre une illustration de la procédure.

On obtient ainsi  $s_x * s_y$  facteurs de corrélation, un pour chacun des pixels candidats. Pour obtenir une précision subpixelique, les valeurs de corrélations sont approximées par un polynôme aux alentours du minimum. Le minimum de ce polynôme correspond au décalage recherché.

#### 4.2.4 Gain en qualité image

##### - Résultats

En mesurant la FWHM du profil de l'objet observé, il est possible de connaître la taille des corps que l'on peut résoudre : plus elle est petite, meilleure est la résolution angulaire. Pour comprendre l'intérêt du BURST, il faut alors comparer les FWHM des profils correspondant aux images. La Fig. 4.19 montre, à gauche, l'image combinée avec recentrage de chaque image du cube par rapport à la première et, à droite, l'image créée en sommant simplement toutes les images du cube (ce qui correspond à un mode normal *small source* ou *classic*). On perd énormément en qualité image et donc en résolution spatiale si on ne fait pas la



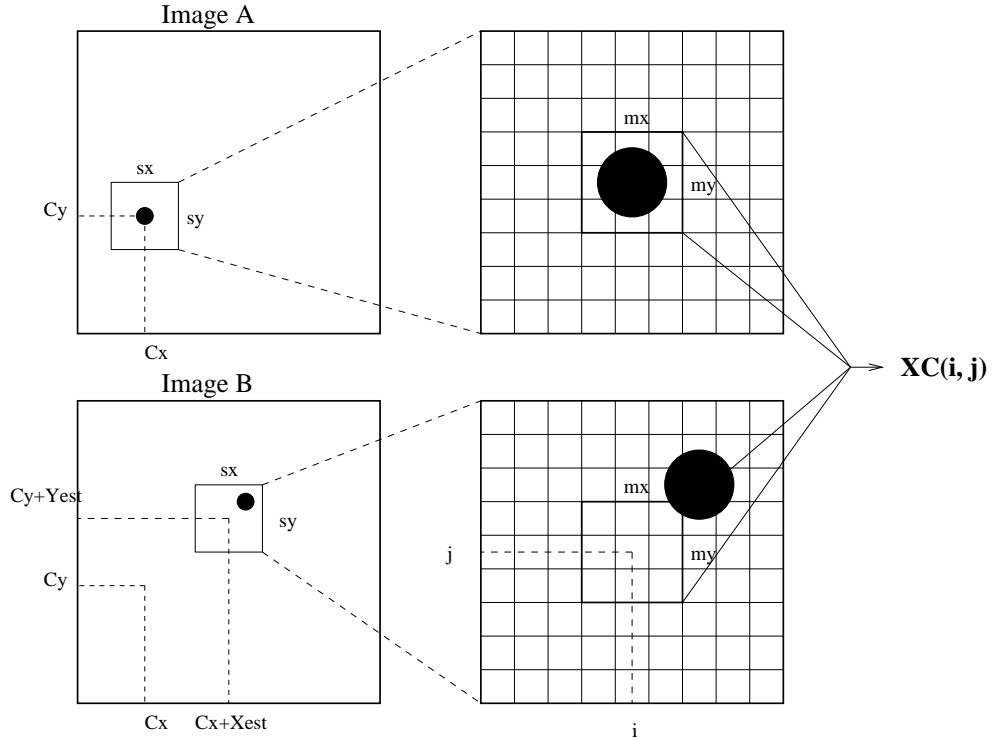


FIG. 4.18 – Algorithme d'autocorrélation

re-combinaison avec recentrage. La source n'est plus circulaire et elle est déformée à cause de la turbulence qui la fait bouger sur le détecteur. La sensibilité est nettement améliorée avec cette méthode puisque l'image de gauche sur la Fig. 4.19 a une sensibilité de  $17 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$  alors que celle de droite atteint  $7.6 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$ .

Comparons la FWHM des deux images (voir Tab. 4.3). Alors que l'image corrigée a une FWHM comparable à celle déduite de la théorie, la FWHM de l'image non corrigée est plus grande d'un facteur 1.5. Ceci est compatible avec ce que prédit la théorie (section 4.2.6). En comparant une image prise en mode normal

	FWHM en x (mas)	FWHM en y (mas)
image corrigée	$300 \pm 20$	$285 \pm 20$
image non corrigée	$417 \pm 20$	$432 \pm 20$
FWHM théorique à $11.3 \mu\text{m}$	283	283

TAB. 4.3 – FWHM d'une étoile de référence corrigée ou non de l'effet de seeing (Fig 4.19).

(mode *small source*) avec une prise en mode BURST pour un seeing équivalent (0.75 seconde d'arc en visible), il est possible d'étudier le gain en résolution angulaire (Fig. 4.20). En mode normal, le centre de l'objet étendu HD97048

n'est pas aussi bien résolu qu'en mode BURST. Ce centre est 'étalé' en mode normal et la FWHM de l'objet est deux fois plus large qu'en mode BURST. En mode normal, les effets de la turbulence sont moyennés et donc le mouvement de la source sur le détecteur aussi. C'est pourquoi le centre est plus 'large' qu'en mode BURST.

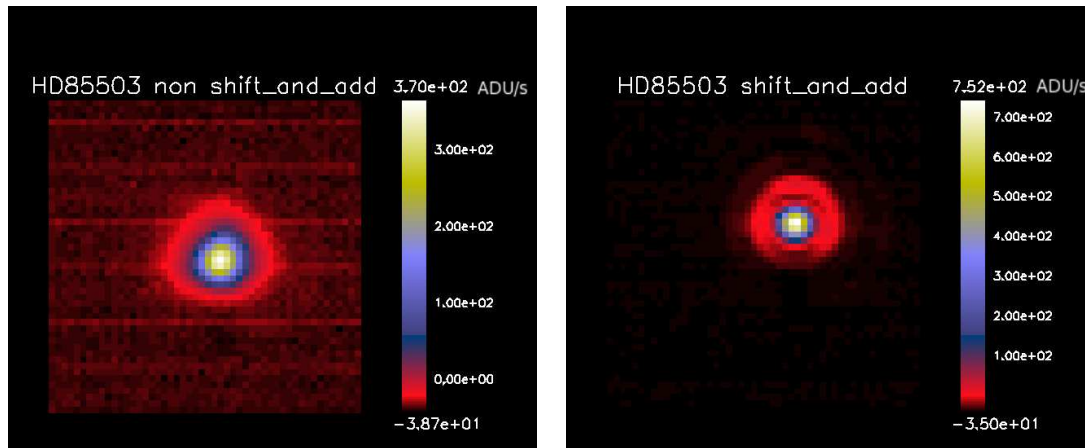


FIG. 4.19 – Illustration de l'intérêt du BURST pour la qualité image. Images prises dans le filtre PAH2 ( $11.3 \mu\text{m}$ ) avec des temps de pose élémentaire de 50 ms et 429 images dans le cube choppé/noddé. L'image de gauche a une sensibilité de  $17 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$  alors que celle de droite atteint  $7.6 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$ .

#### – Méthodes pour améliorer la qualité image

Au cours de la recombinaison des images, celles-ci sont recentrées les unes par rapport aux autres en utilisant l'objet observé. Ce recentrage doit être très précis pour éviter toute perte de résolution. Différentes méthodes plus ou moins complexes peuvent être utilisées pour effectuer ce recentrage, menant à des résultats de qualités très différentes.

La plus simple est d'utiliser la position du maximum de l'objet. Cette méthode est très simple à mettre en place, mais fait l'hypothèse forte (et fautive dans la plupart des cas) que la position de la valeur maximum de l'objet reste constante au cours de l'observation, ainsi que dans les différentes positions de chopping ou de nodding. Les conditions d'observation variant au cours du temps et suivant la configuration du télescope, il est très improbable que cette hypothèse soit exactement vérifiée. De plus, le moindre mouvement de ce maximum dans l'objet engendre une dégradation irréversible de la résolution dans l'image combinée.

Pour réduire cette forte dépendance à la position du maximum, il est commun d'utiliser le barycentre de l'objet (pondéré par les valeurs des pixels) ou *centroïde*. Cette méthode reste tributaire des variations des conditions d'observations, mais leurs effets sur la résolution obtenue dans l'image finale sont nettement réduits car l'erreur est moyennée sur la surface de l'objet.

Pour s'affranchir quasiment totalement des effets de variation de l'objet, la mé-

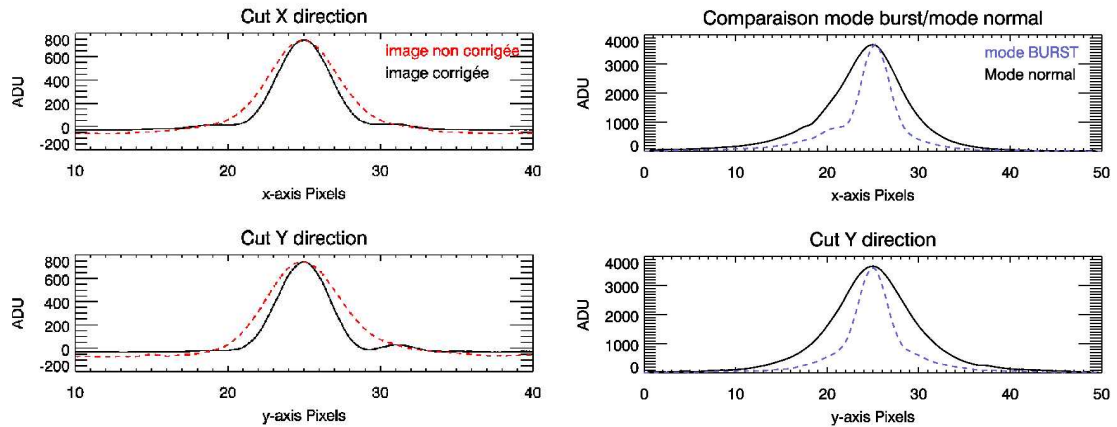


FIG. 4.20 – Gain en qualité image : à gauche, comparaison de la qualité image en terme de profil sur une étoile de référence pour un seeing de 0.5 seconde d'arc dans le visible. L'image non corrigée a une FWHM 1.5 fois plus grande que celle corrigée (Tab 4.3). A droite, comparaison de la qualité image entre le mode BURST et le mode small-source pour le même objet, HD97048, dans les mêmes conditions d'observation (même seeing, 0.75" et même filtre, PAH1). Le mode normal révèle une FWHM deux fois plus large, ce qui caractérise la dégradation de la résolution angulaire. Une remarque : le flux dans les ailes est beaucoup plus faible en mode BURST car le temps de pose est plus court.

thode d'autocorrélation utilise la totalité de l'information contenue dans l'objet observé pour déterminer sa position précise par rapport à lui-même dans une autre image. Cette méthode est relativement complexe (section 4.2.3) et mène à des résultats de bien meilleure qualité que les deux méthodes évoquées précédemment.

On voit (Fig 4.21 et Tab 4.4) que l'image obtenue par auto-corrélation est limitée par la diffraction (FWHM théorique à  $11.3 \mu\text{m}$  est de 283 mas) et donne une PSF de meilleure qualité (strehl de 0.76) que celles obtenues avec les deux autres méthodes.

En résumé, Christou et al. (1991) ont montré que le recentrage par évaluation de la position du maximum des tavelures dans le proche IR est plus efficace que celui par évaluation de la position du centroïde. Pour le moyen IR à  $10 \mu\text{m}$ , c'est le recentrage par autocorrélation qui permet d'obtenir des images limitée par la diffraction. Il serait donc envisageable d'appliquer cette méthode au proche IR.

#### 4.2.5 Limites de la méthode

Il est évident que cette méthode ne fonctionne que pour des objets brillants (flux supérieur à 5 Jy en bande N et 10 Jy en bande Q). De plus, la méthode par recentrage n'est efficace que pour un seeing dans le visible inférieur à 1.3 secondes d'arc. Dans

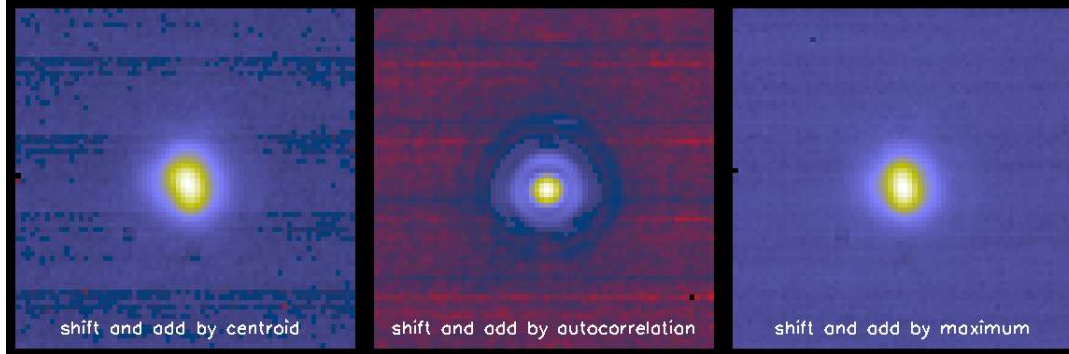


FIG. 4.21 – Effet de la méthode de recentrage sur la qualité image pour une étoile de référence HD85503, en filtre PAH2 avec un seeing de  $0.75''$  en visible. La méthode d'auto-corrélation donne une image limitée par la diffraction au contraire des deux autres méthodes où la qualité image est dégradée.

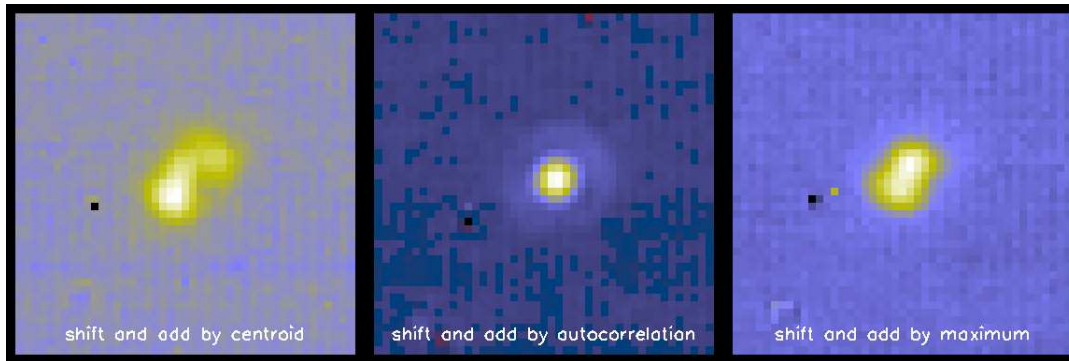


FIG. 4.22 – Effet de la méthode de recentrage sur la qualité image pour une étoile de référence HD62902, en filtre PAH2 avec un seeing de  $1.2''$  en visible. La méthode d'auto-corrélation donne une image limitée par la diffraction au contraire des deux autres méthodes où la qualité image est dégradée, encore plus pour la méthode par recentrage par centroïde.

	SEEING $0.75''$			SEEING $1.2''$		
	centroïde	auto-corrélation	maximum	centroïde	auto-corrélation	maximum
FWHM <sub>x</sub> (mas)	$424 \pm 20$	$302 \pm 20$	$386 \pm 20$	$358 \pm 20$	$302 \pm 20$	$437 \pm 20$
FWHM <sub>y</sub> (mas)	$547 \pm 20$	$288 \pm 20$	$523 \pm 20$	$552 \pm 20$	$300 \pm 20$	$542 \pm 20$
ellipticité	1.29	0.95	1.36	1.54	0.99	1.24
Rapport de Strehl	0.329	0.760	0.368	0.273	0.892	0.676

TAB. 4.4 – Comparaison de la qualité d'image avec la FWHM (FWHM théorique à  $11.3 \mu\text{m}$  :  $283 \text{ mas}$ ) et le rapport de Strehl pour les différentes méthodes de recentrage (par position du maximum, du centroïde ou par auto-corrélation) pour deux seeing différents.

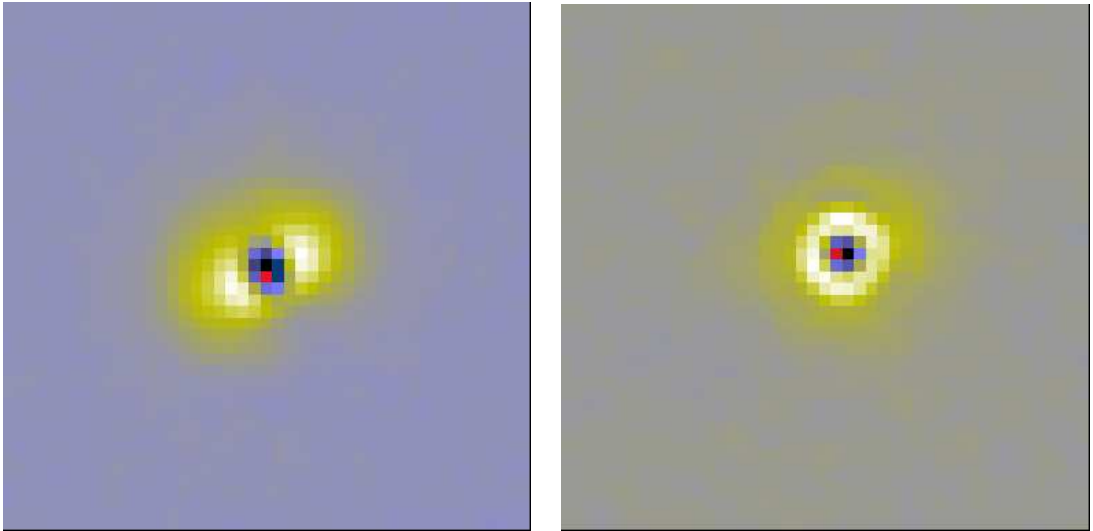


FIG. 4.23 – Comparaison pour HD169142, une étoile Herbig Ae observée en mode normal, *sur la gauche*, et en mode BURST (*sur la droite*) pour les mêmes conditions de seeing (0.6 seconde d'arc dans le visible) dans le filtre PAH1 (8.6  $\mu\text{m}$ ). L'étoile de référence a été soustraite afin de mieux visualiser l'extension.

le cas contraire, la source est déformée (plusieurs tavelures) et il faut utiliser d'autres méthodes (comme celle utilisée dans l'interférométrie des tavelures) pour retrouver l'information spatiale. Ce mode engendre un important volume de données. Typiquement, les images d'une position nodding génèrent un fichier de 150 Mo. L'expérience montre qu'il faut en moyenne une dizaine de nodding pour obtenir un signal sur bruit suffisant, ce qui équivaut à 1.5 Go d'espace disque pour un objet. Il en faut environ autant pour l'observation de l'étoile de référence avec le même filtre, ce qui fait environ 3 Go pour une observation complète d'un objet pour un filtre donné.

Ce mode était destiné aux tests techniques de l'instrument mais il a montré qu'il était devenu nécessaire d'un point de vue scientifique pour l'étude des objets nécessitant une haute résolution spatiale. Bien qu'il génère un volume de données très important, l'ESO envisage de l'utiliser en *service mode* quelques heures par nuit.

#### 4.2.6 Caractérisation de l'atmosphère en IR moyen

##### – Longueur de cohérence

A Paranal, la longueur de cohérence est de 15 cm à 0.5  $\mu\text{m}$  et 1 m à 2.2  $\mu\text{m}$  (valeur médiane, données ESO). En se plaçant dans l'hypothèse Kolmogorov, on peut déduire  $r_0$  (cm) =  $36 \pm 2 (\lambda)^{6/5}$  pour Paranal à toutes les longueurs d'ondes. Ce qui donne  $4.5 < r_0$  (m) < 5 pour  $\lambda = 8.6 \mu\text{m}$  et  $6.25 < r_0$  (m) < 7 pour  $\lambda = 11.3 \mu\text{m}$ .

*Essayons de calculer cette valeur expérimentalement, à l'aide des données VISIR.*

Une première méthode consiste à mesurer la FWHM d'une source en pose longue. Au ras du sol, lors d'une pose longue (quelques secondes à quelques dizaines de secondes) les mouvements erratiques sont intégrés dans le temps, ce qui produit une image bien plus étalée que la tâche de diffraction théorique. Fried a montré que la largeur à mi-hauteur devient alors (c'est aussi la définition mathématique de l'angle de seeing) :

$$S(\text{seeing}) = 2.01 \cdot 10^5 \frac{\lambda}{r_0} \text{ seconde d'arc} \quad (4.7)$$

avec  $r_0$  paramètre de Fried, qui définit le degré de la turbulence. Il s'agit d'une dimension à l'entrée du télescope qui mesure la distance horizontale typique sur laquelle l'onde incidente, provenant de l'étoile et déformée par la turbulence, reste suffisamment en phase pour produire une image à la limite de la diffraction. Dans le domaine des longueurs d'ondes visibles,  $r_0$  a une valeur comprise entre 5 et 30 cm. Cette dernière valeur n'est en fait que très exceptionnellement observée, même sur les meilleurs sites astronomiques.

C'est avec le mode BURST de VISIR, pour lequel les temps d'exposition sont très courts (inférieurs au temps de cohérence de l'atmosphère) qu'il est possible d'avoir accès aux grandeurs caractéristiques de l'atmosphère. En effet, la longueur de cohérence étant du même ordre de grandeur que le diamètre du miroir, c'est un seul front d'onde presque plat qui arrive sur le télescope. Tout point du télescope génère donc une image au même endroit sur la caméra et non pas plusieurs petites tavelures. Le carré de  $D/r_0$ , qui représente le nombre de tavelures, est de l'ordre de 1 à 10  $\mu\text{m}$ . Bien que les tavelures se déplacent de temps à autres, la composante principale du flux lumineux est renvoyée en un seul point où l'image est créée. C'est pour cela que les systèmes d'optique adaptative (section 4.1.6) sont inutiles à 10  $\mu\text{m}$  (pour VISIR notamment), sauf pour les poses *très* longues où des tavelures indépendantes et décalées se superposent. Notons que le seeing ( $\lambda/r_0$ ) à 10  $\mu\text{m}$  est à peine supérieur à la limite de diffraction ( $\lambda/D$ ). Un autre moyen d'estimer la valeur de  $r_0$  consiste à analyser l'amplitude du déplacement d'une étoile dans les conditions d'observations. Le mouvement angulaire RMS (Root Mean Square) en seconde d'arc d'une étoile est donné en fonction de  $r_0$  par (Brandt et al. 1987) :

$$\sigma = 8.62 \lambda r_0^{-5/6} D^{-1/6} \quad (4.8)$$

J'ai étudié le mouvement de sources pour des données BURST sur une période de 1 an avec des conditions atmosphériques différentes. Les moyennes des valeurs de  $r_0$  obtenues avec les 2 méthodes sont :

$$\begin{cases} r_0 = 6.23 \pm 0.32(\text{m}) \text{ à } 8.6 \mu\text{m} \\ r_0 = 8.75 \pm 0.40(\text{m}) \text{ à } 11.3 \mu\text{m} \end{cases} \quad (4.9)$$

Même en présence en IR moyen de tavelures qui ne se recouvrent pas, la FWHM finale est au maximum multipliée par 2 (car  $D < 2 \cdot r_0$  pour un télescope de 8

m). Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles prédites dans l'hypothèse Kolmogorov mais restent compatibles. En effet, si on calcule la loi de puissance de  $r_0$  en fonction de la longueur d'onde en IR moyen, on a :

$$\frac{r_0_{11.3}}{r_0_{8.6}} = 1.40_{-0.13}^{+0.15} \quad (4.10)$$

Si on fait l'hypothèse que  $r_0$  varie en  $\lambda^\alpha$ , on obtient que  $\alpha=1.25_{-0.35}^{+0.37}$ , ce qui est compatible avec la loi en  $\lambda^{6/5}$  ( $\alpha=1.2$ ) du modèle de Kolmogorov.

#### – Temps de cohérence

Le seeing atmosphérique, ou plus simplement la FWHM d'une image longue pose d'un télescope sans aberration, est le résultat d'effets cumulatifs de plusieurs couches atmosphériques turbulentes, d'indice de réfraction différents, allant de 20 km d'altitude jusqu'au télescope. Chaque couche turbulente à une altitude  $h$  a son propre paramètre de Fried et se déplace avec le vent à une vitesse  $v(h)$  dans la direction  $\theta(h)$ . Chaque couche correspond à une fraction  $\alpha(h)$  de la turbulence totale. Avec  $r_0$  variant en puissance  $3/5$  en fonction du cosinus de la distance zénithale de l'astre observé, la vitesse horizontale au sol est :

$$V_0 = [\sum \alpha(h) \bar{v}(h)^{5/3}]^{3/5} \quad \text{avec} \quad \alpha(h) = \left(\frac{r_0}{r_0(h)}\right)^{3/5} \quad (4.11)$$

Le temps de cohérence est proportionnel au temps nécessaire à une onde pour bouger d'une cellule turbulente :

$$T_0 = 0.3 \frac{r_0}{V_0} \quad (4.12)$$

Il a été calculé à Paranal une vitesse moyenne de 8.6 m/s (Sarazin 1996) sur une période de 10 ans (1987-1996) à une altitude correspondant à 200 mB. Ainsi, on peut en déduire :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_0 = 217 \pm 11(\text{ms}) \quad \text{à } 8.6 \mu\text{m} \\ T_0 = 305 \pm 14(\text{ms}) \quad \text{à } 11.3 \mu\text{m} \end{array} \right. \quad (4.13)$$

#### – Comparaison avec la théorie

D'après le modèle de Kolmogorov, le paramètre de Fried évolue comme la puissance  $6/5$  de la longueur d'onde. Il augmente donc lorsqu'on observe de plus en plus loin dans l'infrarouge. D'après Eq. 4.11,  $r_0$  diminue de 20% par rapport à une observation au zénith si l'astre se situe à  $45^\circ$  au-dessus de l'horizon et de 35% si l'astre se situe à  $30^\circ$  au-dessus de l'horizon. L'effet néfaste de la turbulence se fait d'autant plus sentir que l'on observe près de l'horizon. J'ai voulu retrouver ces dépendances avec les données BURST mais les corrélations ne sont pas aussi claires qu'attendues (Fig. 4.24).

Premièrement, la corrélation avec le seeing visible est moins marquée à  $11.3 \mu\text{m}$

qu'à  $8.6 \mu\text{m}$  car la limite de diffraction est plus grande. Deuxièmement, c'est la dépendance avec le seeing visible qu'on étudie et il faudrait le faire avec le seeing calculé en IR moyen directement sur la source. En ce qui concerne la dépendance avec la distance zénithale,  $r_0$  devrait diminuer quand la distance zénithale augmente (i.e. quand  $\cos(z)$  diminue), ce qui n'est pas évident avec nos données.

En présence de turbulence, un télescope de diamètre très supérieur à  $r_0$  intégrera de nombreuses cellules convectives de tailles  $r_0$ , ce qui réduit très sensiblement la probabilité d'avoir une onde en phase sur la surface du miroir. Ainsi, Fried a montré que le rapport en résolution angulaire entre pose courte et pose longue dépend de  $D/r_0$  et passe par un maximum de 2.06 pour  $D/r_0=3.5$ . En effet, il faut faire un compromis entre la taille du télescope et la turbulence pour augmenter la résolution angulaire. Dans notre cas,  $D/r_0$  est compris entre 1 et 2 et le gain en résolution est de 1.38 à 1.84 (Fried 1979, 1994), comme le montre la Fig. 4.20.

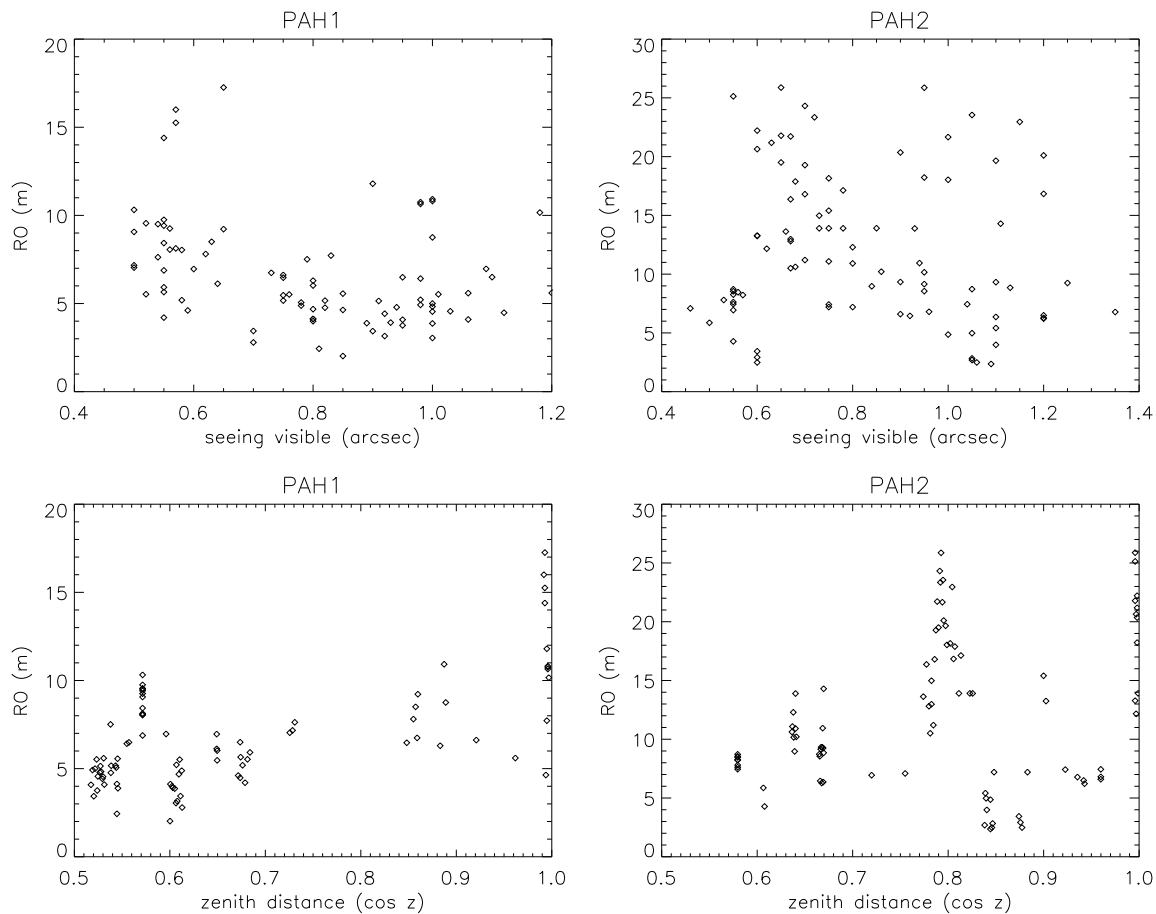


FIG. 4.24 – La longueur de cohérence  $r_0$  (m) à  $11.3 \mu\text{m}$  (PAH2) et à  $8.6 \mu\text{m}$  (PAH1) en fonction du seeing visible en seconde d'arc (*figure du haut*) et de la distance zénithale  $z$  (*figure du bas*).



**En résumé**, j'ai pu déterminer pour la première fois la longueur de cohérence de l'atmosphère en IR moyen à 8.6 et 11.3  $\mu\text{m}$ . Les valeurs sont compatibles avec le modèle de Kolmogorov ( $r_{0(8.6)}=6.23 \pm 0.32$  (m);  $r_{0(11.3)}=8.75 \pm 0.40$  (m)). En IR moyen, la loi de puissance de la longueur de cohérence en fonction de la longueur d'onde ( $r_0 \propto \lambda^\alpha$ ) se déduit de ces observations avec  $\alpha=1.25^{+0.37}_{-0.35}$ . Ceci permet de valider le modèle de Kolmogorov communément utilisé pour simuler les effets de l'atmosphère sur les observations.

### 4.3 Objets vus avec CAMIRAS, puis VISIR

Une vingtaine d'objets ont été observés avec VISIR durant les nuits de temps garanti, mais ce sont surtout les objets observés aussi avec CAMIRAS (HD135344, CQTau, HD16326) qui vont m'intéresser.

#### 4.3.1 Observations

HD135344, CQTau et HD16326 ont été observés avec VISIR à la fois en imagerie et spectroscopie. Les tableaux 4.5 et 4.6 résument les conditions d'observations.

TAB. 4.5 – Observations en imagerie avec VISIR

Objets	Date	Mode	Temps de pose (s)	PFOV (arcsec)	seeing (arcsec)	Etoile de reference	Sensibilité (mJy/10 $\sigma$ /1h)
<b>CQTau</b>	30/11/04	Q2	1212	0.127	0.9-1.6	HD89338, HD32887	56-70
	22/01/05	PAH2	543	0.075	0.8-0.9	HD59294	8
	25/01/05	Q2	684	0.075	0.84-1.08	HD59717,HD89388	35-70
<b>HD135344</b>	24/03/05	PAH2	543	0.075	0.88-1.04	HD133550	42
	25/03/05	PAH1	540	0.075	0.44-0.60	HD139665,HD125932	5
	25/03/05	PAH2	543	0.075	0.4-0.58	HD139665,HD125932	7
	25/03/05	Q2	684	0.075	0.47-0.63	HD139665,HD125932	75-106
	18/06/05	Q2	1197	0.075	0.93-1.17	HD146051	65
<b>HD163296</b>	25/03/05	PAH1	360	0.075	0.8-1.2	HD146791	5
	25/03/05	Q2	342	0.075	0.7-0.9	HD146791	45
	16/06/05	Q2	1047	0.127	1-1.2	HD151680	200

TAB. 4.6 – Observations en spectroscopie avec VISIR

Objets	Date	Mode	Temps de pose (s)	seeing (arcsec)	Etoile de reference
<b>CQTau</b>	15/12/05	LR 8.8 $\mu\text{m}$	489	1-1.27	HD13596
	15/12/05	LR 11.4 $\mu\text{m}$	510	1.1-1.3	HD13596
	15/12/05	LR 12.4 $\mu\text{m}$	516	1-1.27	HD13596
<b>HD135344</b>	24/03/05	LR à 8.8 $\mu\text{m}$	529	0.83-1.07	HD136422
	24/03/05	LR à 11.4 $\mu\text{m}$	538	0.86-0.99	HD136422
	24/03/05	LR à 12.4 $\mu\text{m}$	543	0.87-1.01	HD136422
	24/03/05	LR à 16.5 $\mu\text{m}$	677	0.86-0.95	HD136422

### 4.3.2 Résultats

Les observations de ces objets avec VISIR donnent des résultats sensiblement différents pour les raisons suivantes :

- La longueur d’onde centrale du filtre de VISIR (18.7  $\mu\text{m}$ ) est inférieure à celle du filtre de CAMIRAS (20.5  $\mu\text{m}$ ). Les régions observées sont donc un peu plus proches de l’étoile.
- Le champ de vue de VISIR est plus étroit que celui de CAMIRAS. Par conséquent, bien que les sensibilités en bande Q des deux instruments soient les mêmes ( $\sim 65$  mJy/10 $\sigma$ /1h), la sensibilité par pixel de VISIR est 14 fois moins bonne que celle de CAMIRAS.
- L’humidité ou/et la turbulence varient plus à Paranal qu’au CFHT. La PSF est donc moins stable avec VISIR qu’avec CAMIRAS.

J’ai fait l’étude de l’inclinaison et de l’angle de position des extensions observées de la même façon pour VISIR que pour CAMIRAS (voir section 3.2.2.2) en supposant que ces extensions sont bien des disques. J’ai pu ainsi confirmer que ces objets sont étendus bien que l’extension soit sensiblement différente de celle observée avec CAMIRAS. Les résultats sont résumés Tab. 4.7.

- **HD163296** a été observée en bande Q2. L’objet est étendu à cette longueur d’onde (Fig 4.27) avec un flux de 17.5 Jy. En étudiant les résidus de la soustraction de la PSF à l’objet, on déduit une inclinaison de  $62 \pm 5$  degrés pour le disque et un angle de position de  $150 \pm 25$  degrés, compatibles avec les observations précédentes de CAMIRAS à 20.5  $\mu\text{m}$  (section 3.2.2.2). L’objet a été observé en bande PAH à 11.3  $\mu\text{m}$  mais on n’y détecte pas d’émission étendue (Fig 4.27). En effet, on pense que dans les objets du groupe II comme HD163296 (avec un disque relativement plat), la surface d’émission des PAHs est faible (incidence rasante du rayonnement stellaire) et donc que l’on ne peut pas voir les PAHs au dessus du continuum. De plus, Geers et al. (2006) ont montré que l’épaisseur du disque peut avoir un effet sur l’intensité des PAHs. Un disque géométriquement épais capture une plus grande quantité d’énergie du rayonnement stellaire qu’un disque aplati et donc les raies des PAHs tout comme le continuum sont plus intenses dans ce

TAB. 4.7 – Paramètres du disque déduits des observations VISIR à  $18.7 \mu\text{m}$  en comparaison avec ceux déduits de CAMIRAS à  $20.5 \mu\text{m}$  (section 3.2.2.2).

	CAMIRAS				VISIR			
	i (deg)	PA (deg)	distance (AU)	Brillance (mJy/" <sup>2</sup> )	i (deg)	PA (deg)	distance (AU)	Brillance (mJy/" <sup>2</sup> )
HD 135344	$46 \pm 5$	$100 \pm 10$	210	170	$44 \pm 5$	$60 \pm 25$	91	2300
HD 163296	$60 \pm 5$	$105 \pm 10$	215	135	$62 \pm 5$	$150 \pm 25$	50	3700
CQ Tau	$33 \pm 5$	$120 \pm 10$	290	129	$33 \pm 5$	$22 \pm 25$	80	613

cas.

- **HD135344** est étendue en bande Q (Fig 4.26), l'inclinaison est de  $44 \pm 5$  degrés pour une distance de 90 AU, ce qui est en accord avec les résultats précédents. Cet objet est étendu en PAH également avec une inclinaison similaire de  $40 \pm 5$  degrés et un angle de position de  $80 \pm 25$  degrés.
- **CQTAU** est étendue en bande Q comme on l'avait montré avec CAMIRAS. L'inclinaison du disque est compatible avec l'inclinaison mesurée avec les images CAMIRAS. Mais les images de VISIR révèlent une extension à 80 AU avec un angle de position différent des études précédentes. De plus, en étudiant le spectre, il est possible de voir une détection marginale de PAH à  $11.3 \mu\text{m}$ , alors qu'aucune extension n'a été confirmée en imagerie en bande PAH à  $11.3 \mu\text{m}$  (Fig 4.25)

En spectroscopie, on distingue les raies de PAH à  $11.3$  et  $12.7 \mu\text{m}$  dans HD135344, ce qui avait déjà été détecté avec Spitzer (Sloan et al. 2005). Le spectre de CQTAU est marqué par une large bande de silicate autour de  $10 \mu\text{m}$  sur laquelle il est possible de voir la raie de PAH à  $11.3 \mu\text{m}$ . Cette détection est encore marginale, mais étant donné que CQTAU fait partie des objets à disque évasé, on s'attend à voir l'émission des PAHs en IR moyen. L'émission semble cependant faible et ceci nécessite des observations supplémentaires.

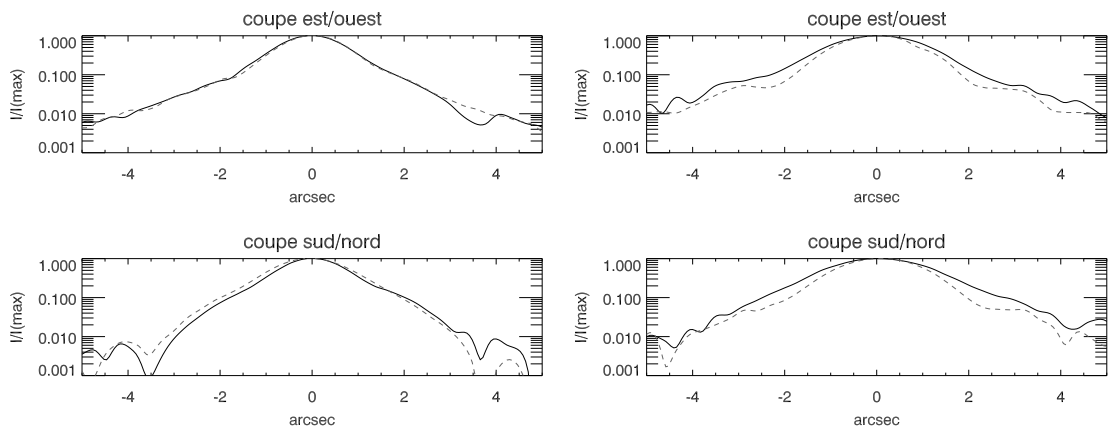


FIG. 4.25 – Profile de brillance de CQTAU (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé).

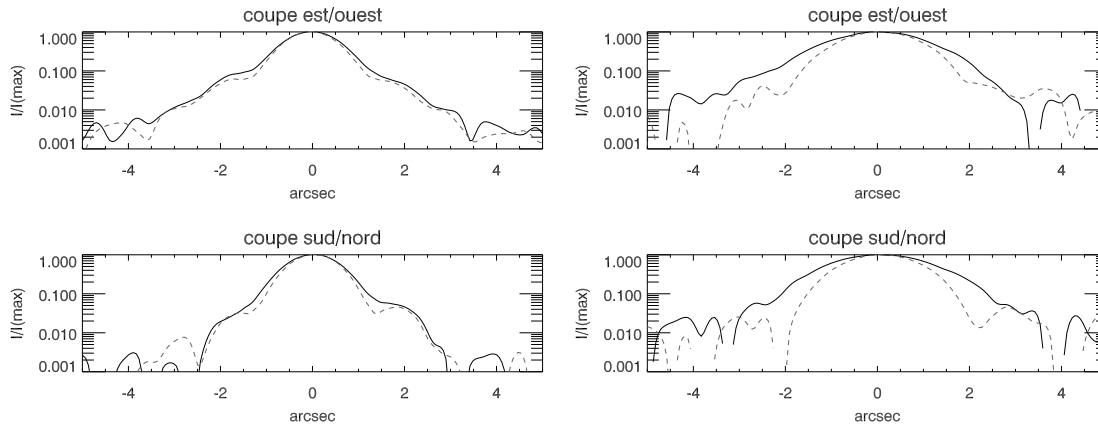


FIG. 4.26 – Profile de brillance de HD135344 (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé).

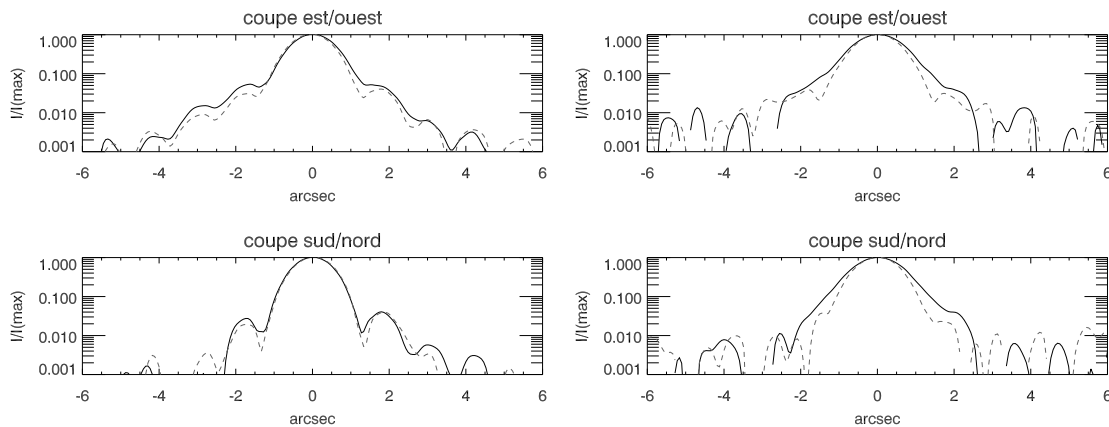


FIG. 4.27 – Profile de brillance de HD163296 (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé).

### 4.3.3 Comparaison des observations avec le modèle

Disposant déjà d'un modèle pour chaque objet, j'ai voulu reproduire les images de VISIR de la même manière que celles de CAMIRAS. J'ai modélisé les images à  $18.7 \mu\text{m}$  puis convolué avec la PSF de VISIR pour comparer aux observations. J'ai tenu compte de l'angle de position pour chaque objet et regardé si le spectre de VISIR était en accord avec le spectre ISO reproduit par le modèle. J'ai ensuite comparé les prédictions du modèle en terme d'extension spatiale à  $18.7 \mu\text{m}$  avec les observations VISIR pour chaque objet. L'objectif est de voir si le modèle déduit des observations CAMIRAS (section 3.4) peut expliquer celles de VISIR.

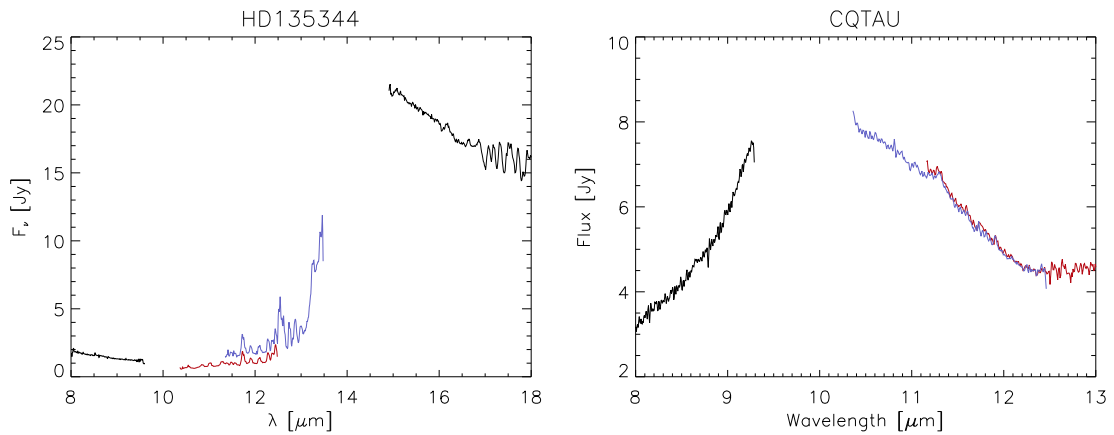


FIG. 4.28 – Spectre basse résolution de VISIR de HD135344, à *gauche*, et de CQTAU, à *droite*. On distingue les raies de PAH dans HD135344 qui avaient déjà été détectées avec Spitzer (Sloan et al. 2005). Le spectre de CQTAU est marqué par une large bande de silicate autour de  $10 \mu\text{m}$ .

#### – HD163296

N'ayant pas de spectre mesuré avec VISIR pour HD163296, je n'ai pu expliquer que l'extension en bande Q2 avec le modèle. Les observations de VISIR sont en accord avec les prédictions du modèle : l'extension observée et le flux mesuré ( $17.5 \pm 0.4 \text{ Jy}$  comparable à celui prédit par le modèle de  $17.8 \text{ Jy}$ ) sont donc caractéristiques d'un disque très peu évasé de  $200 \text{ AU}$  de rayon.

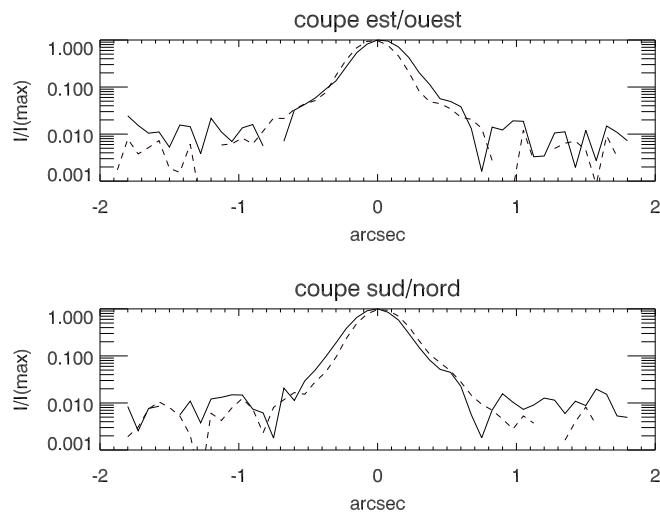


FIG. 4.29 – Profil de brillance pour HD163296 observé avec VISIR (trait noir) en comparaison au modèle (trait pointillé) à  $18.7 \mu\text{m}$ .

– **HD135344**

En première approximation, les données sont bien reproduites par le modèle d'un disque évasé de 200 AU de rayon. Cependant, le modèle prévoit un flux de 6 Jy en bande Q2 contre  $4 \pm 0.3$  Jy mesuré. En comparant le spectre modélisé à celui observé par VISIR, il apparaît que la région autour de 10-20  $\mu\text{m}$  n'est pas la bonne forme. De plus, le spectre VISIR montre une émission moins forte autour de 20  $\mu\text{m}$  par rapport à ISO (et donc au modèle). Finalement, il faudrait raffiner le modèle pour reproduire plus précisément la SED de HD135344 en IR moyen tout en tenant compte de la présence des PAHs dans cet objet.

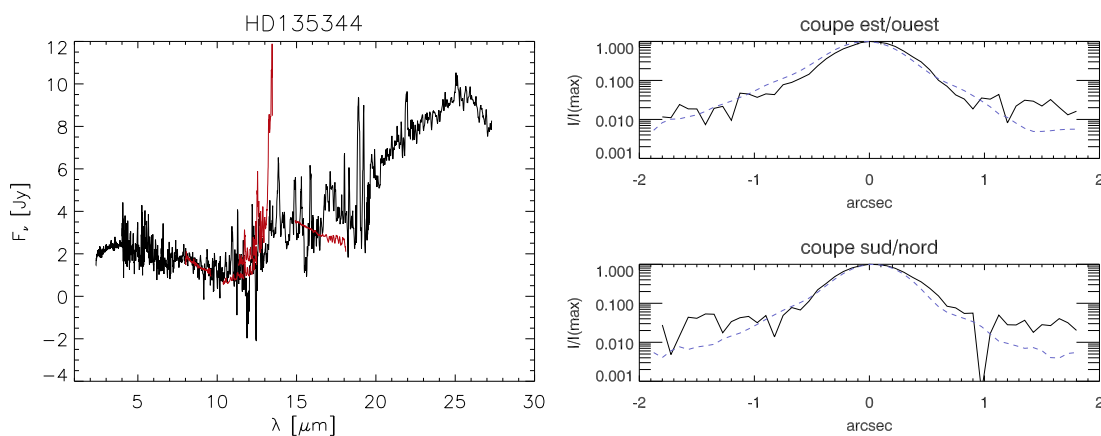


FIG. 4.30 – *A gauche*, spectre ISO (trait noir) de HD135344 comparé à celui de VISIR (trait rouge). *A droite*, profil de brillance pour HD135344 observé avec VISIR (trait noir) en comparaison au modèle (trait pointillé) à 18.7  $\mu\text{m}$ .

– **CQTAU**

Pour cet objet, le spectre mesuré par VISIR est en accord avec le modèle déduit des observations CAMIRAS (Fig 4.31). De plus, j'ai voulu comparer l'image produite par le modèle à 18.7  $\mu\text{m}$  convolué avec la PSF de VISIR aux observations VISIR (Fig 4.31). L'extension dans l'image est en bon accord avec le modèle d'un disque évasé de 450 AU de rayon. De plus, le flux mesuré ( $12.75 \pm 1$  Jy) est compatible avec le modèle qui prévoit 15 Jy.

#### 4.3.4 Résumé

Globalement, on retrouve avec VISIR les caractéristiques des extensions observées avec CAMIRAS, mais les échelles de distances sont différentes. En effet, la longueur d'onde d'observation est différente pour les deux instruments et la sensibilité de VISIR par pixel est moins bonne que celle de CAMIRAS. Pour un même temps d'exposition, on observe avec VISIR des régions plus centrales par rapport aux observations CAMIRAS, ce qui rend la comparaison très difficile. On voit qu'en bande Q, les observations sont très sensibles aux conditions atmosphériques pour lesquelles Paranal n'est finalement

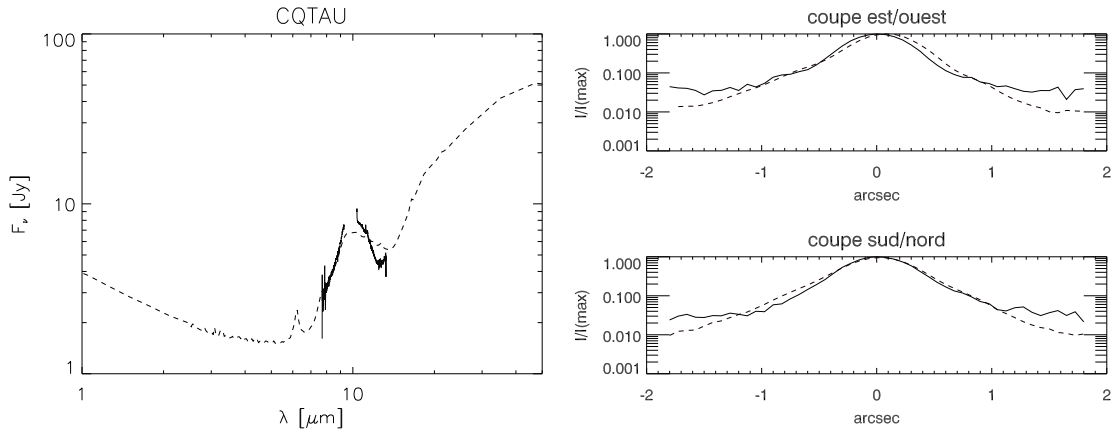


FIG. 4.31 – *A gauche*, spectre modélisé à l'aide des données CAMIRAS (section 3.4.3.4) de CQTAU (trait pointillé) comparé au spectre de VISIR (trait plein). *A droite*, profil de brillance des observations de CQTAU de VISIR (trait plein) comparé au modèle à  $18.7 \mu\text{m}$  (trait pointillé)

pas le meilleur site en moyenne. Les images VISIR permettent néanmoins de confirmer les extensions observées avec CAMIRAS et de tester le modèle à des longueurs d'ondes et échelles différentes. En comparant les observations en imagerie et spectroscopie, j'ai pu conclure que le modèle induit précédemment des observations CAMIRAS peut expliquer les observations faites par VISIR. Ceci me permet de valider le modèle trouvé pour HD135344, CQTAU et HD163296 au premier ordre.

## 4.4 Conclusion

Afin de mener mon projet de thèse, il m'a fallu apprendre à maîtriser l'instrument VISIR ainsi que ses modes d'observation pour l'utiliser au mieux de ses capacités. J'ai participé à l'amélioration du traitement des données et à l'observation des sources de temps garanti du CEA. Afin d'optimiser la résolution angulaire de VISIR en tenant compte des conditions atmosphériques à Paranal, nous avons élaboré un nouveau mode d'observation, le *mode BURST*. Les temps de pose sont très courts afin de geler l'atmosphère. Ce mode permet d'améliorer les performances de VISIR et d'obtenir des images limitées par la diffraction dans la plupart des cas, mais nécessite des processus de traitement de données complexes qu'il m'a fallu développer. L'utilisation de ce mode a permis de déterminer pour la première fois la longueur de cohérence  $r_0$  de l'atmosphère en IR moyen à  $8.6 \mu\text{m}$  et  $11.3 \mu\text{m}$ . La valeur de  $r_0$  ( $r_{0(8.6)} = 6.23 \pm 0.32$  (m);  $r_{0(11.3)} = 8.75 \pm 0.40$  (m)) et sa variation avec la longueur d'onde ( $r_0 \propto \lambda^\alpha$  avec  $\alpha = 1.25^{+0.37}_{-0.35}$ ) vérifient la théorie de Kolmogorov en IR moyen, ce qui n'avait jamais été démontré autrement que dans le visible et l'IR proche. Ceci permet d'optimiser les modèles et d'affiner les estimations des effets de la turbulence dans les différents sites d'observation.

Finalement, parmi les sources observées avec VISIR, je me suis focalisée sur celles pré-

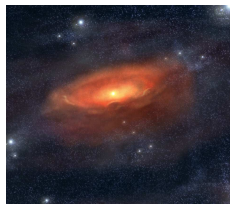
sentant une extension sur les observations obtenues avec CAMIRAS. Les observations VISIR m'ont permis de confirmer la présence de disque autour de ces étoiles, et de montrer que le modèle déduit précédemment pouvait expliquer les extensions observées à plusieurs longueurs d'ondes. Néanmoins, la sensibilité en bande Q de VISIR est la même que celle de CAMIRAS, mais pour un plus petit champ de vue. Les observations faites par VISIR en bande Q permettent donc de détecter des extensions moins grandes qu'avec CAMIRAS mais mieux résolues étant donné l'agrandissement du miroir.



# Chapitre 5

## HD97048 : Un exemple remarquable d'un disque évasé vu par VISIR

### Sommaire



<b>5.1</b>	<b>PAHs dans les disques</b>	<b>116</b>
<b>5.2</b>	<b>HD97048, une étoile Herbig Ae avec des PAHs</b>	<b>118</b>
<b>5.3</b>	<b>Observations</b>	<b>120</b>
<b>5.4</b>	<b>Masse du disque</b>	<b>129</b>
<b>5.5</b>	<b>Stabilité du disque</b>	<b>131</b>
<b>5.6</b>	<b>Modélisation</b>	<b>137</b>
<b>5.7</b>	<b>Perspectives sur le gaz dans HD97048</b>	<b>151</b>
<b>5.8</b>	<b>Conclusion</b>	<b>155</b>

La détection de disque autour d'étoiles se fait principalement autour des étoiles T Tauri car il est difficile pour le moment de les observer dans le cas des étoiles Herbig Ae. La plupart des disques de T Tauri sont détectés en lumière diffusée<sup>1</sup> en visible et proche IR. C'est la diffusion du rayonnement stellaire par les grains à la surface du disque qui permet de les observer. En étudiant la diffusion sur la partie avant/arrière du disque en utilisant des observations à plusieurs longueurs d'onde, on peut contraindre la taille des grains et leur répartition dans le disque. Mais les étoiles Herbig Ae sont bien plus lumineuses, ce qui pose un problème technique : il est possible d'obtenir des images avec les étoiles T Tauri, sans risquer de saturer le détecteur, et donc d'observer un objet faible l'entourant, alors qu'avec les étoiles Herbig, intrinsèquement beaucoup plus lumineuses, même les temps de pose les plus courts conduisent à la saturation. Or, quand l'étoile sature, il devient difficile de voir les éventuelles extensions autour. Dans le cas où il n'y a pas de saturation de l'étoile en poses courtes, il n'est pas possible d'augmenter énormément le temps de pose, et le flux diffusé reste beaucoup plus faible que le bruit de fond électronique. Au contraire, avec les T Tauri, il est possible d'intégrer plus longtemps afin que la lumière diffusée soit plus forte que le bruit de lecture. C'est dans ce contexte que les PAHs interviennent. Leur émission provient uniquement

<sup>1</sup><http://www.circumstellardisks.org>

du disque et l'étoile a une faible contribution en IR moyen. Ainsi, le fort contraste entre régions internes et externes du disque est atténué à ces longueurs d'onde. Les régions centrales ne saturent plus le détecteur et on peut observer les éventuelles extensions autour de ces objets. Les PAHs deviennent alors un puissant outil de détection des disques autour de ces étoiles très lumineuses. Du fait de leur processus d'excitation de nature stochastique, il est important de noter que leur émission est indépendante de la température locale mais dépend essentiellement du flux UV. Ils peuvent donc émettre à de grandes distances de l'étoile s'ils sont excités directement par le rayonnement de celle-ci dans le cas d'une géométrie de disque évasé. A priori, l'émission des PAHs est présente dans les disques évasés mais pas dans les disques plats ou 'self-shadowed' car ils ne peuvent pas recevoir de rayonnement direct de l'étoile. Les PAHs constituent donc un nouveau traceur de la géométrie des disques autour des étoiles. Notons que les PAHs ont une émission spatialement plus étendue que celle des grains relativement gros (quelques microns) à l'équilibre thermique à cause de la nature stochastique du mécanisme de chauffage de ces petits grains qui leur permet d'être chauds beaucoup plus loin pour un disque évasé.

## 5.1 PAHs dans les disques

### 5.1.1 Des bandes UIBs vers l'hypothèse PAHs

Il y a plus de trois décennies, les deux premières bandes d'émission infrarouge d'une nébuleuse planétaire étaient observées dans le domaine 8-13  $\mu\text{m}$  (Gillett et al. 1973). Quelques années plus tard, une série de bandes d'émission baptisées alors UIB (pour "Unidentified Infrared Bands"), à 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 et 12.7  $\mu\text{m}$  étaient découvertes dans le spectre infrarouge de régions fortement irradiées du milieu interstellaire (nébuleuses par réflexion et nébuleuse planétaires, régions HII, galaxies actives, etc...) (Russell et al. 1977a,b; Russel et al. 1977; Willner et al. 1977). Très tôt, Duley & Williams (1981) ont remarqué que les deux bandes observées à 3.3 et 11.3  $\mu\text{m}$  pouvaient être associées aux modes d'élongation et de pliage des liaisons C-H des grains carbonés de structure graphitique ou amorphe partiellement recouverts d'Hydrogènes (HAC pour "Hydrogenated Amorphous Carbon"). Par contre, l'intensité de ces bandes ne s'expliquait pas sans invoquer une température de grains élevée, non compatible avec l'hypothèse d'équilibre thermique. En 1984, Sellgren (1984) apporte la clé en remarquant que la bande autour de 3  $\mu\text{m}$  peut être émise par de très petits grains de taille voisines de 10 Å chauffés de manière impulsionnelle par l'absorption d'un unique photon ultraviolet. Ceci a conduit Leger & Puget (1984) et Allamandola et al. (1989) à faire l'*hypothèse PAH* (voir Fig. 5.1) sur la base de la bonne correspondance entre ces bandes et les modes de vibration caractéristiques des molécules aromatiques d'une part, et de sa compatibilité avec le mécanisme d'excitation (chauffage) impulsionnelle proposé par Sellgren (1984), d'autre part. Depuis, de nombreuses observations par le satellite ISO (Boulanger et al. 2000) ont permis de confirmer d'une part, l'existence et la stabilité de ces bandes d'émission dans de très nombreux objets astrophysiques y compris dans le milieu diffus et d'autre part, l'importance des porteurs de ces bandes dans les bilans énergétiques du milieu inter-

stellaire (Habart 2001). Les propriétés de ces bandes sont aujourd'hui relativement bien caractérisées : leur largeur est de l'ordre de quelques dizaines de  $\text{cm}^{-1}$ , leur profil est asymétrique. Ces caractéristiques sont relativement constante d'une région à l'autre : les positions des bandes sont plus ou moins les mêmes (à  $10 \text{ cm}^{-1}$  près). Cependant, il est important de noter qu'il existe d'autres hypothèses sur les émetteurs des UIBs tels que les QCC ou QCC oxydés (quenched carbonaceous composites) proposées par Sakata et al. (1984, 1987), ou bien les grains carbonés à structure amorphe ou encore les charbons proposés par Papoular et al. (1989). Des molécules de taille de l'ordre de 50 à 100 atomes (Boulanger et al. 1998; Verstraete et al. 2001) de carbone et mêmes des nanoparticules de diamant dont la surface est couverte par des atomes d'hydrogène, pourraient être des candidats prometteurs pour l'identification de ces bandes. La nature exacte des émetteurs des UIBs est encore incertaine, principalement à cause du manque de données de laboratoire. En effet, dans le milieu interstellaire, ces porteurs doivent supporter des conditions extrêmes d'irradiation par le rayonnement UV des étoiles qu'il est impossible de reproduire en laboratoire. Un mélange de PAHs ionisés (possibilité proposée par Allamandola et al. (1999)) et Li & Draine (2001) reproduit les spectres d'émission dans le milieu interstellaire de manière assez satisfaisante.

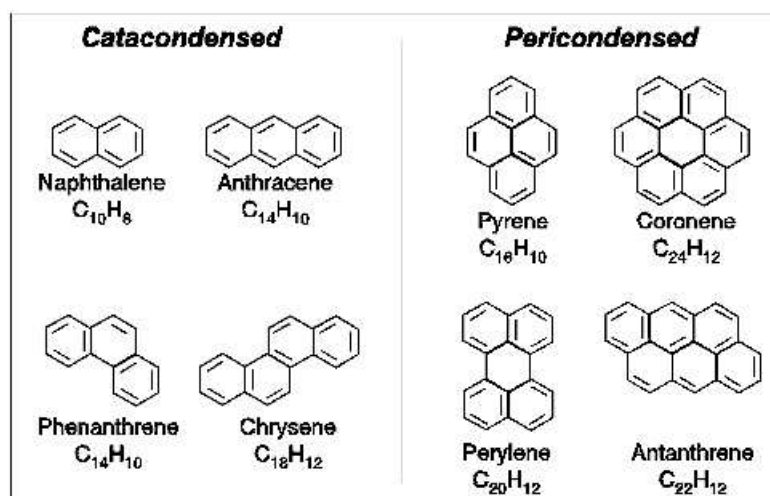


FIG. 5.1 – Différents types de PAHs.

### 5.1.2 Formation et mécanisme d'excitation des PAHs

Deux modèles principaux sont aujourd'hui invoqués pour expliquer la formation des PAHs. Dans le premier, les PAHs ou diverses formes de grains carbonés peuvent se former et croître dans les enveloppes circumstellaire des étoiles riches en carbone (Keller 1987). Dans un premier temps, des molécules d'acétylène ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) sont synthétisées dans la matière éjectée par ces étoiles en fin de vie. La photo-dissociation de ces molécules crée des radicaux qui réagissent à nouveau et permettent d'enrichir les grains carbonés déjà formés. Dans le second modèle, les PAHs se forment dans le milieu interstellaire par

fragmentation de grains carbonés de structure amorphe ou de charbons (Duley 1988). Comme les UIB ont aussi été observées dans le milieu diffus, il est probable que les PAHs soient présents dans tout le milieu interstellaire. Ils constitueraient alors la composante moléculaire la plus abondante après  $H_2$  et CO (Joblin et al. 2002).

Tous les PAHs ont un potentiel d'ionisation inférieur à 13.6 eV, et même souvent inférieur à 8 eV. Ils peuvent donc facilement être ionisés/excités par le rayonnement UV des étoiles (Millar 1992). Le processus est le suivant : un PAH absorbe un photon ultraviolet ; l'énergie du photon est convertie en énergie interne (via les modes de vibration des liaisons intramoléculaires) ; les densités dans le milieu interstellaire étant extrêmement faibles, la désexcitation du PAH par collision est inefficace, et l'énergie emmagasinée s'évacue principalement par fluorescence infrarouge.

On a deux types de liaison qui peuvent être excités : la liaison C-H qui produit les raies à 3.3, 8.6, 11.3, 11.9 et 12.7  $\mu m$  et la liaison C-C qui donne les raies à 6.2, 7.7  $\mu m$ . Au contraire des grains en équilibre thermique, l'émission des PAHs est indépendante de la température locale du milieu. C'est le chauffage impulsif qui caractérise l'émission des PAHs et c'est ce mécanisme, bien différent de l'équilibre thermique, qui nous permet de les utiliser comme traceur de la géométrie des disques loin de l'étoile centrale.

Des PAHs ont été détectés dans environ la moitié des étoiles de type HAeBe (Meeus et al. 2001). Ces molécules étant relativement bien répandues dans le milieu interstellaire, il n'est pas étonnant de les trouver dans ce type d'objet. Si on cherche à caractériser les PAHs dans les disques, on peut supposer qu'ils sont gros ( $N_C \geq 100$ ) et neutres. En effet, dans les étoiles HAeBe, la raie à 12.7  $\mu m$  est en général plus faible que celle à 11.3  $\mu m$  (voir Fig 5.2) et cette propriété est caractéristique des gros PAHs. De plus, la raie à 3.3  $\mu m$  disparaît complètement pour des PAHs ionisés (Habart et al. 2004b) alors qu'elle est présente dans la plupart des étoiles de ce type. Ceci prouve que les **PAHs sont en majorité gros et neutres** dans ce type de disque.

En conclusion, c'est grâce à leur mécanisme de chauffage que les PAHs sont intéressants pour l'étude des disques autour des étoiles Herbig Ae. Compte tenu des instruments actuels, il est possible de résoudre leur émission et ils constituent donc une approche intéressante pour l'étude de ces objets.

## 5.2 HD97048, une étoile Herbig Ae avec des PAHs

HD97048 est une étoile Herbig Ae de type Be9.5/A0 située dans le nuage du Caméléon à une distance de 180 pc (van den Ancker et al. 1998). HD97048 est entourée d'une grande quantité de poussière qui produit un important excès IR ( $L_{IR}$ ) tel que  $L_{IR} \sim 0.35 - 0.40L_*$  (Van Kerckhoven et al. 2002a). Sa distribution spectrale d'énergie est caractéristique d'un objet du groupe I avec un disque évasé. Thé et al. (1986) ont montré, à l'aide d'une étude photométrique et spectroscopique, que son excès IR provenait d'une enveloppe aplatie ou d'un disque de poussière vue de face. Les images

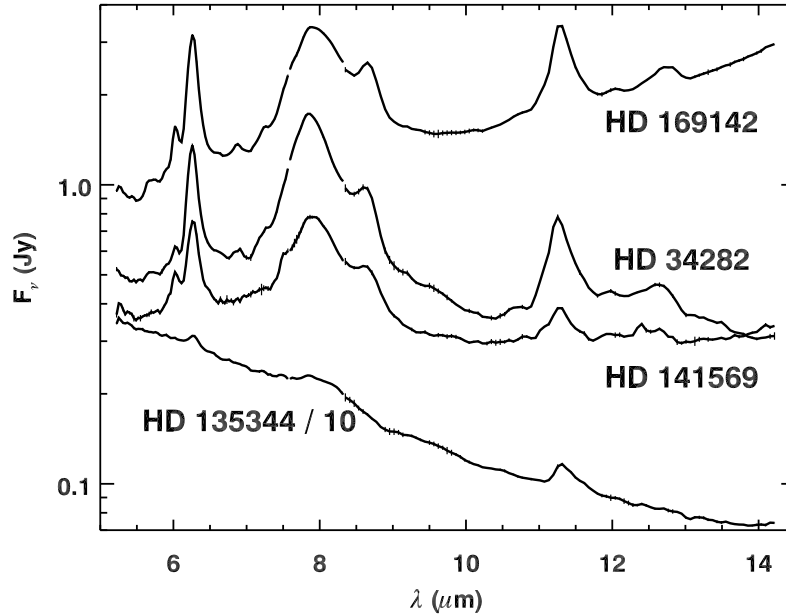


FIG. 5.2 – Spectres de quatre HAeBe pris par Spitzer (Sloan et al. 2005). La raie à  $12.7 \mu\text{m}$  est plus faible que celle à  $11.3 \mu\text{m}$ , caractéristique des gros PAHs.

du SEST (téléscope submillimétrique de l'ESO à La Silla, Chili), couplées à la mesure des flux millimétriques, ont permis à Henning et al. (1993, 1998) de mettre en évidence une structure en forme de disque assez plate dont la masse est de  $0.2 M_{\odot}$ . L'émission en moyen IR, dominée par les bandes PAH (Siebenmorgen et al. 2000), est étendue jusqu'à 5-10 secondes d'arc et vient probablement d'une enveloppe où de très petits grains (e.g. PAHs) sont chauffés de manière stochastique. Dernièrement, van Boekel et al. (2004) ont résolu l'émission dans les bandes PAH à  $8.6$ ,  $11.3$  et  $12.7 \mu\text{m}$ , montrant que la plupart de cette émission venait de la région 200-300 AU, très probablement d'un disque. La nébuleuse de petits grains contribuerait à hauteur de 30% à l'émission dans les bandes PAH. L'extension spatiale du continuum suggère que les grains qui dominent le continuum ne sont pas en équilibre thermique. En effet, à une distance de 50 AU de l'étoile centrale, les grains ont une température de 100 K, trop basse pour observer une émission autour de  $10 \mu\text{m}$ . Le continuum est probablement dominé par de très petits grains chauffés stochastiquement. De plus, HD97048 ne présente pas de raie de silicate à  $9.7 \mu\text{m}$ . Ce n'est donc a priori pas les grains de silicate, pourtant les plus abondants dans le milieu interstellaire, qui sont responsables du continuum de cet objet. Ainsi, l'émission du continuum de HD97048 est probablement dû à des petits grains de carbone chauffés de manière transitoire. Très récemment, Habart et al. (2006) ont résolu HD97048 en bande PAH à  $3.3 \mu\text{m}$  et dans le continuum adjacent. L'émission PAH est

plus étendue (43 AU) que le continuum (32 AU) comme le prédisent les modèles.

TAB. 5.1 – **Carte d'identité de HD97048.**  $\chi$  représente le flux FUV à 150 AU de l'étoile en unité de champ de rayonnement interstellaire moyen, soit  $1.6 \cdot 10^{-6} \text{ W.m}^{-2}$ . Dans la dernière colonne figurent les références : (1) *van den Ancker et al. (1998)*, (2) *Van Kerckhoven et al. (2002b)*, (3) *Meeus et al. (2001)*, (4) *Habart et al. (2004b)*, (5) *Davies et al. (1991)*, (6) *The et al. (1986)*, (7) *van Boekel et al. (2005)*, (8) *van Boekel et al. (2004)*, (9) *Siebenmorgen et al. (2000)*, (10) *Manoj et al. 2006*

Paramètre	Valeur	Références
Distance	180 pc	1
Association	Caméléon I	1
Masse	$2.5 M_{\odot}$	1
Type spectral	B9.5Ve+sh	1
$T_{eff}$	10500 K	1
$L_{\star}$	$32 L_{\odot}$	2
Groupe	Ib	3
$\chi$	$10^5$	4
$r_{rad}$	$21 \text{ km.s}^{-1}$	7
$A_V$	1.24	1
E(B-V)	0.36	5,6
Age	$1.37 \cdot 10^6 \text{ ans}$	10
IRAS [12]-[60]	1.81	7
L(NIR)/L(IR)	0.57	7
EIB	oui	2,3,4,8,9
$R_{disque}$ en PAH	300-900 AU	8,9

Je vais décrire dans un premier temps les observations effectuées sur cet objet avec VISIR, à la fois en imagerie et spectroscopie. Je m'attacherai ensuite à démontrer comment l'imagerie en bande PAH est capable de contraindre la structure du disque moyennant des hypothèses simplificatrices. Enfin, pour valider mes hypothèses précédentes, je montrerai comment un modèle physique complet de disque évasé (qui a été construit pour reproduire la SED de la plupart des étoiles de Herbig Ae) peut reproduire la SED et la distribution spatiale de cet objet avec très peu de paramètres libres.

### 5.3 Observations

Cet objet a été observé en mode "small source" (ou perpendiculaire) et en mode BURST par VISIR (voir section 4.2) durant les nuits du 25 janvier, 17 juin, 19 juin

2005 et 21 juin 2006. Le mode normal a été utilisé pour observer les structures loin de l'étoile et le mode BURST en vue d'obtenir une meilleure résolution angulaire. Toutes les observations sont résumées dans la Table 5.2. En spectroscopie, les observations ont été faites en bande N centrées autour de 8.8 et 11.4  $\mu\text{m}$ . La fente de longueur 32.3 secondes d'arc a une largeur de 0.75 seconde d'arc, ce qui correspond à la limite de diffraction. Le PFOV est de 0.127 seconde d'arc et la résolution spectrale de 350. La fente est centrée sur l'étoile et alignée dans les 2 directions (N/S et E/O). On utilise une méthode d'extraction optimale du spectre (Horne 1986, Robertson 1986). Le principal avantage de cette méthode par rapport aux méthodes classiques est qu'elle permet d'augmenter le rapport signal à bruit et de corriger d'éventuelles distorsions dans le spectre. Pour corriger de l'absorption atmosphérique, on utilise le spectre d'une étoile standard observé peu de temps avant ou après l'objet.

TAB. 5.2 – Observations de HD 97048 en mode imagerie et spectroscopie. La sensibilité a été calculée pour chaque nuit.

Filtre	Longueur d'onde centrale ( $\mu\text{m}$ )	largeur de bande ( $\mu\text{m}$ )	Sensibilité (mJy/10 $\sigma$ /1h)	Temps élémentaire (ms)	Exposition totale (s)	Seeing (sec arc)	Masse d'air	Etoile de référence
<b>Imagerie/BURST</b>								
PAH1 (17/06/05)	8.59	0.42	3.2	16	480	0.8	1.74	HD91056
ArIII (17/06/05)	8.99	0.14	5.2	50	400	0.8	1.74	HD91056
SIV (17/06/05)	10.49	0.16	5.6	25	600	0.8	1.74	HD91056
PAH2 (25/01/05)	11.26	0.59	4.5	50	800	0.55	1.66	HD85503
NeII (17/06/05)	12.27	0.18	7.7	16	320	0.8	1.74	HD91056
<b>Imagerie/normal</b>								
PAH1 (17/06/05)	8.59	0.42	5.2		2140	0.75	1.71	HD152880
PAH2 (21/06/06)	11.26	0.59	7.3		3600	0.7-1.4	1.74	HD92682
<b>Spectroscopie</b>								
PAH2 (25/01/05)	11.4	10.4-12.3	90	-	517	0.65	1.66	HD113996
PAH2 (19/06/05)	11.4	10.4-12.3	120	-	524	1.00	1.75	HD105340
PAH1 (19/06/05)	8.8	8-9.6	70	-	517	1.00	1.75	HD105340

### 5.3.1 Imagerie

L'imagerie en bande PAH nous a permis de mettre en évidence la structure géométrique du disque autour d'une étoile HAe, HD97048.

#### 5.3.1.1 Extension asymétrique de l'émission en bande PAH

Sur la Fig. 5.3, l'émission de l'objet en bande PAH à 11.3  $\mu\text{m}$  est comparée à celle de l'étoile de référence, HD85503, dans le même filtre. La première chose que l'on voit est l'extension de l'objet comparée à l'étoile de référence. D'une part, une extension est détectée jusqu'à 2 secondes d'arc de l'objet central. Ce qui retient le plus l'attention est l'asymétrie est/ouest : l'émission à 11.3  $\mu\text{m}$  est détectée environ deux fois plus loin à l'est qu'à l'ouest. D'autre part, la FWHM de l'objet est 1.2 fois supérieure à celle de la

TAB. 5.3 – Mesure de la FWHM pour HD97048 et l'étoile standard dans chaque filtre en imagerie. La valeur théorique de la limite de diffraction est précisée afin de montrer qu'on atteint la limite de diffraction avec le mode BURST. L'extension spatiale correspond à un signal à  $10 \sigma$  au dessus du bruit pour s'assurer d'être dans le disque.

Filtre	Longueur d'onde centrale ( $\mu\text{m}$ )	HD 97048		PSF		FWHM (diffraction) (mas)	Flux mesuré (Jy)	Extension spatiale	
		FWHM (est/ouest) (mas)	FWHM (nord/sud) (mas)	FWHM (est/ouest) (mas)	FWHM (nord/sud) (mas)			Est ( $10 \sigma$ ) (sec arc)	Ouest ( $10 \sigma$ ) (sec arc)
<b>BURST</b>									
PAH1	8.59	$330 \pm 15$	$330 \pm 15$	$240 \pm 15$	$225 \pm 15$	225	$5.5 \pm 0.1$	1.42	0.82
ArIII	8.99	$300 \pm 15$	$330 \pm 15$	$240 \pm 15$	$232 \pm 15$	217	$3.7 \pm 0.1$	0.75	0.52
SIV	10.49	$322 \pm 15$	$337 \pm 15$	$277 \pm 15$	$262 \pm 15$	262	$4.2 \pm 0.2$	0.67	0.60
PAH2	11.26	$337 \pm 15$	$360 \pm 15$	$300 \pm 15$	$285 \pm 15$	285	$7.7 \pm 0.2$	1.60	0.90
NeII	12.27	$390 \pm 15$	$412 \pm 15$	$300 \pm 15$	$307 \pm 15$	307	$6.7 \pm 0.2$	0.67	0.60
<b>normal</b>									
PAH1	8.59	$657 \pm 15$	$729 \pm 15$	$286 \pm 15$	$309 \pm 15$	225	$4.7 \pm 0.2$	1.87	1.20
PAH2	11.26	$573 \pm 15$	$690 \pm 15$	$384 \pm 15$	$423 \pm 15$	285	-	2.02	1.42

référence pour laquelle la limite de diffraction a été atteinte dans presque tous les filtres en mode BURST (voir Tab. 5.3).

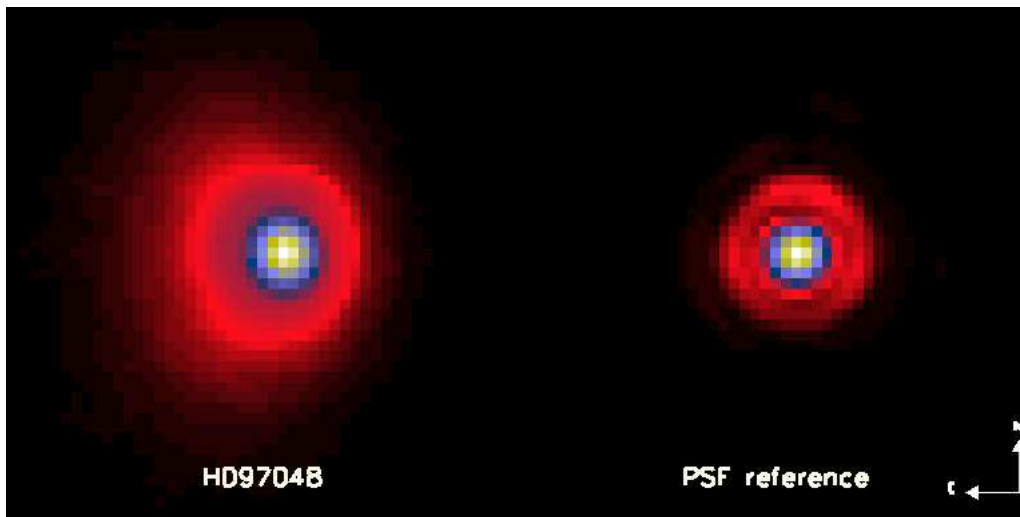


FIG. 5.3 – Sur la gauche, HD 97048 dans le filtre PAH2 (centré autour de  $11.3 \mu\text{m}$ ) avec la caméra de VISIR. Sur la droite, une étoile de référence (HD85503) dans le même filtre. L'objet présente une émission plus étendue que l'étoile de référence avec une assymétrie est/ouest.



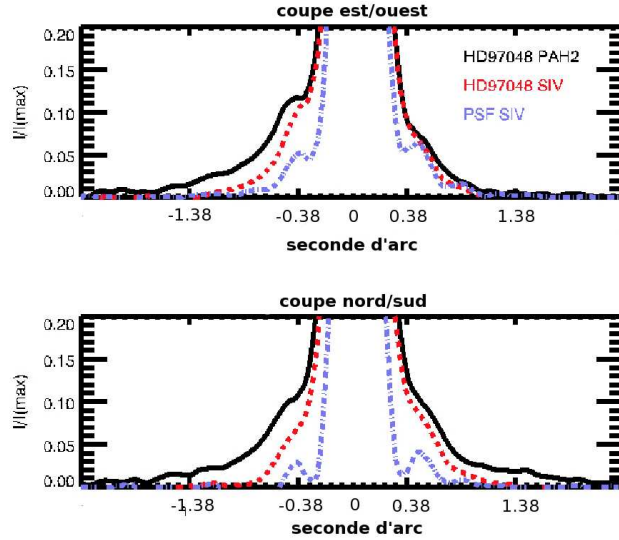


FIG. 5.4 – Coupe en intensité (normalisée au maximum) le long des deux axes de l'image VISIR de HD97048 dans la bande PAH (trait noir) et dans le continuum SIV (trait rouge) superposées à celle de l'étoile de référence dans le filtre SIV (trait bleu). Si on compare l'émission dans la bande PAH et dans le continuum pour un même signal à bruit, HD97048 est plus étendu en bande PAH. De même, si on compare l'émission de l'objet par rapport à celle de l'étoile de référence dans le continuum SIV, HD97048 est étendu également dans le continuum.

### 5.3.1.2 Emission PAH comparée à celle du continuum

Les Fig 5.5 et Fig. 5.6 présentent l'objet observé en bande PAH à 11.3 et 8.6  $\mu\text{m}$  respectivement et dans les continums adjacents pour un même rapport signal sur bruit. Pour plus de clarté, la Fig 5.4 montre une coupe de l'objet en bande PAH à 11.3  $\mu\text{m}$  et dans le continuum adjacent à 10.5  $\mu\text{m}$  (SIV) comparé à l'étoile de référence à 10.5  $\mu\text{m}$ . L'objet est effectivement plus étendu que le continuum, lui-même étendu comparativement à la PSF. A 11.3  $\mu\text{m}$ , l'émission s'étend jusqu'à 330 AU (brillance de surface 112  $\text{mJy}/''^2$ ) alors que dans le continuum l'extension va jusqu'à 135 AU (brillance de surface 410  $\text{mJy}/''^2$ ). Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus lors d'observations spectroscopiques (van Boekel et al. 2004) qui mentionnaient une extension de  $270 \pm 70$  AU à 11.3  $\mu\text{m}$  et de  $110 \pm 40$  AU à 10.5  $\mu\text{m}$

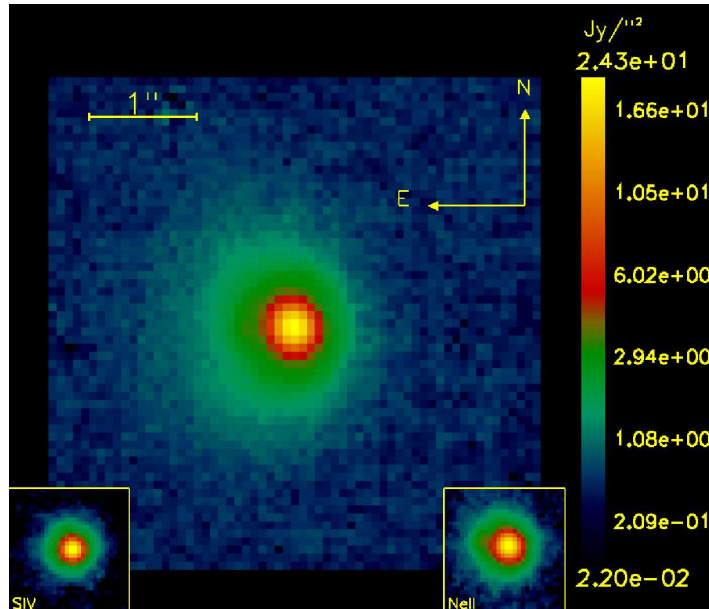


FIG. 5.5 – HD 97048 dans le filtre PAH2 (*au centre*), et dans les continuum adjacents (SIV *sur la gauche*, NeII *sur la droite*). Les images ont le même rapport signal à bruit afin de comparer les différentes extensions.

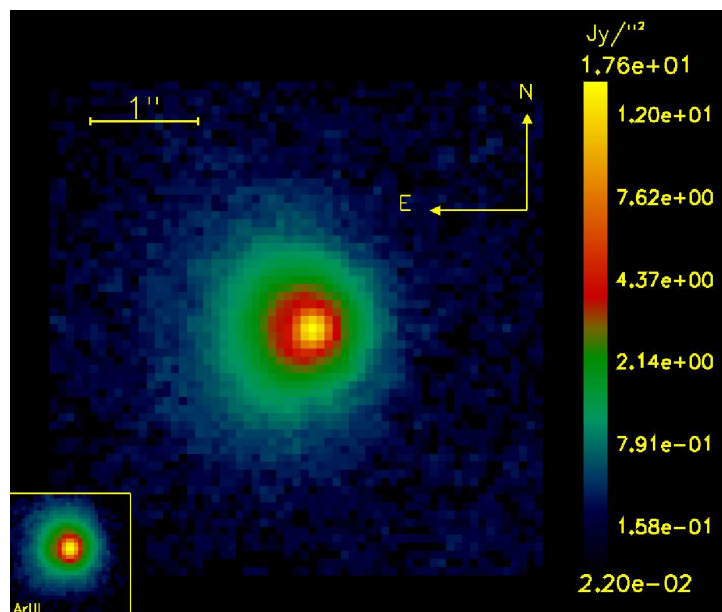


FIG. 5.6 – HD 97048 dans le filtre PAH1 (*au centre*), et dans le continuum adjacent (ArIII *sur la gauche*). Les images ont le même rapport signal à bruit afin de comparer les différentes extensions.

### 5.3.1.3 Preuve directe d'un disque évasé optiquement épais et incliné

Pour pouvoir étudier le disque plus en détail dans les régions externes, HD97048 a été observé en mode normal avec un grand temps de pose, ce qui a permis d'avoir une meilleure sensibilité que le mode BURST. Si on ajuste les isocontours d'intensité sur les images en bande PAH par des ellipses, on remarque que le centre ne coïncide pas avec l'étoile centrale mais est décalé vers l'est. En étudiant la position du centre de l'ellipse pour différents niveaux de brillance, on voit que celle-ci "bouge" : plus la distance à l'étoile est grande (i.e. plus le demi-grand axe de l'ellipse augmente), plus le centre de l'ellipse est décalé vers l'est (Lagage, P.-O, Doucet, C., Pantin, E., et al., Science, 2006). Ceci est caractéristique d'un disque optiquement épais avec une échelle de hauteur non nulle qui augmente avec la distance à l'étoile. L'émission apparente s'étend jusqu'à 600 AU environ mais, après 370 AU, le décalage diminue (Fig. 5.8). Ceci peut s'expliquer par l'une des raisons suivantes : soit le disque est de moins en moins optiquement épais, soit c'est la contribution de l'enveloppe environnante qui commence à dominer. Avant 370 AU, cette émission ne peut venir d'une enveloppe sphérique car l'émission est asymétrique. De plus, si le disque incliné était optiquement fin ou géométriquement plat, le disque apparaîtrait symétrique en projection sur la ligne de visée (Fig 5.7). **Ainsi, ces observations sont caractéristiques d'un disque évasé, optiquement épais à la longueur d'onde d'observation, et incliné par rapport à la ligne de visée.**

Dans un premier temps, afin de caractériser la géométrie du disque, on a élaboré un modèle simple où l'émission des PAHs était supposée surfacique. Elle vient d'un disque évasé dont la hauteur de pression varie telle que  $H(r) = H_0.(r/r_0)^\beta$ , comme le suppose les modèles de disques en équilibre hydrostatique (Chiang & Goldreich 1997), et dont l'intensité varie en  $I(r) = I_0.(r/r_0)^\alpha$ . Ce disque a une inclinaison  $i$  (par rapport à la ligne de visée) qui est aussi un paramètre du modèle. L'hypothèse d'une émission surfacique pour l'émission des PAHs est assez simple à comprendre. Premièrement, les PAHs sont des très petits grains situés à la surface du disque puisqu'ils sont bien mélangés au gaz dans les régions de faible densité. De plus, le rayonnement de l'étoile les chauffe efficacement (i.e. en incidence directe) puisqu'on les observe. Ce qui renforce l'idée que leur émission est surfacique en première approximation. Finalement, les hypothèses précédentes sont valides seulement si on regarde l'émission des PAHs proprement-dite, c'est-à-dire si la contribution du continuum dans la bande PAH à 8.6  $\mu\text{m}$  est soustraite. Ceci a été fait en interpolant le continuum à 8.6  $\mu\text{m}$  à partir de l'émission du continuum à 9  $\mu\text{m}$ . Comme c'est le continuum qui domine l'émission dans les régions centrales, l'émission des PAHs a été modélisée pour des distances supérieures à 65 AU de l'étoile avec le continuum soustrait. Le modèle doit reproduire les profils de brillance pour l'extension des cotés est et ouest (Fig. 5.8). Le modèle simple est capable de reproduire de façon satisfaisante les observations étant donné la petite valeur du  $\chi^2$  réduit  $\sim 0.06$  trouvé. Ceci permet de valider l'hypothèse de l'émission surfacique pour les PAHs. On en déduit un indice d'évasement  $\beta = 1.26_{-0.05}^{+0.05}$  qui est en accord avec les prédictions des modèles de disque supporté par le gaz, en équilibre hydrostatique (Chiang & Goldreich 1997; Dullemond et al. 2001). La hauteur de surface est de 51.3 $_{-3.3}^{+0.7}$  AU à une distance  $r=135$  AU. La loi de puissance pour l'intensité est de -2.3 $_{-0.0}^{+0.2}$ ,


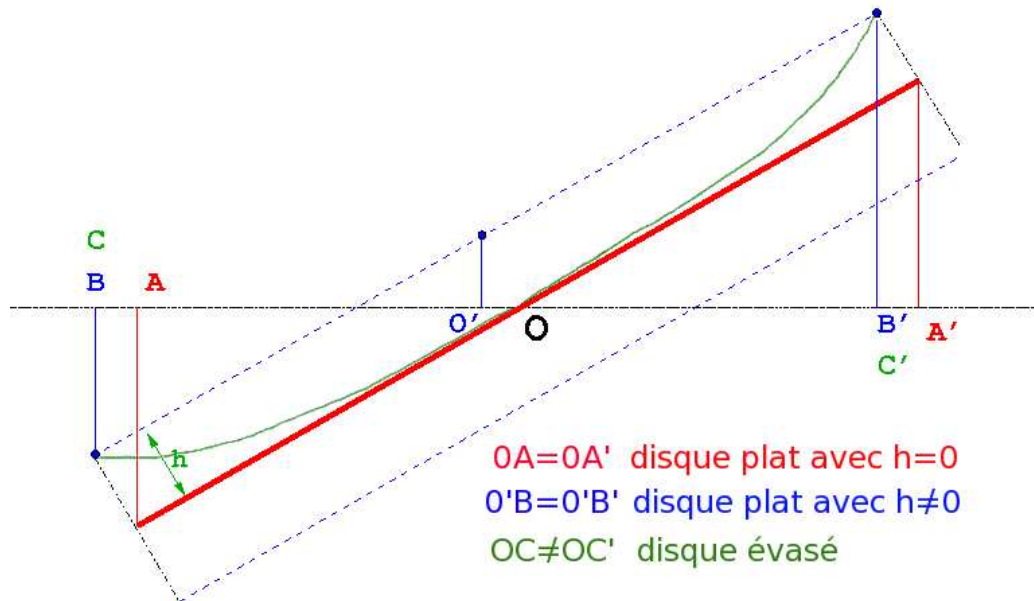
 observateur


FIG. 5.7 – Projection sur la ligne de visée de différents types de disque optiquement épais. La projection d'un disque plat avec une hauteur nulle donne une image symétrique ( $OA=OA'$ ). De même pour un disque plat avec une hauteur non nulle et constante le long du disque ( $O'B=O'B'$ ). Enfin la projection d'un disque évasé (optiquement épais) sur la ligne de visée ne donne pas une image symétrique ( $OC \neq OC'$ ).

conforme à ce que l'on s'attend pour l'émission des PAHs chauffés stochastiquement et donc fonction du flux UV de l'étoile (qui décroît en  $r^{-2}$ ). Enfin l'inclinaison du disque est de  $42.8^{+0.8}_{-2.5}$  degrés. Les incertitudes des données viennent des erreurs sur le bruit et sur la photométrie suite à la soustraction du continuum dans les régions internes ( $\pm 5\%$  dans chaque image). Les erreurs sur les paramètres du modèle ont été calculées en explorant l'espace des paramètres où  $\chi^2 \leq 1$ .

**En conclusion**, la découverte d'un disque évasé autour de HD97048 est une preuve observationnelle forte qui complète l'interprétation faite des SEDs des objets du groupe I (Meeus et al. 2001) en tant que disque évasé. A l'aide de la hauteur de surface à une distance donnée, on peut calculer la quantité d'énergie interceptée par le disque (43 %) ce qui est conforme à l'excès IR observé (Van Kerckhoven et al. 2002b). Ainsi, l'imagerie en bande PAH a permis de donner une interprétation physique cohérente de cet objet.

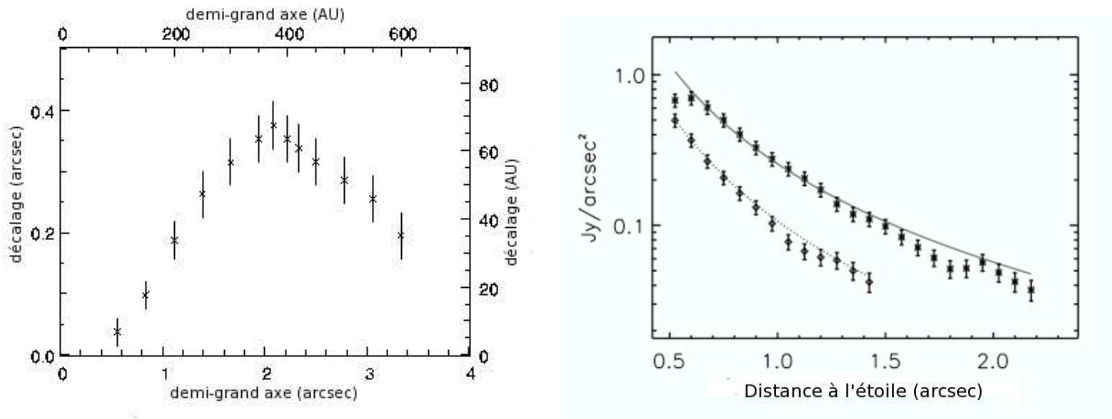


FIG. 5.8 – *A gauche*, décalage de la position du centre des ellipses pour différents niveaux de brillance en fonction du demi-grand axe de l'ellipse. *A droite*, résultat du modèle d'une émission surfacique des PAHs pour un disque évasé en ajustant à l'observation le profil en intensité à l'ouest (trait pointillé), et à l'est (trait plein). Le meilleur modèle est obtenu pour un indice d'évasement de  $1.26^{+0.05}_{-0.05}$ , une hauteur de surface à 135 AU de  $51.3^{+0.7}_{-3.3}$  AU, une inclinaison de  $42.8^{+0.8}_{-2.5}$  degrés et une loi de puissance pour l'intensité de  $-2.3^{+0.2}$  (Lagage, P.-O., Doucet, C., Pantin, E. et al. 2006, Science).

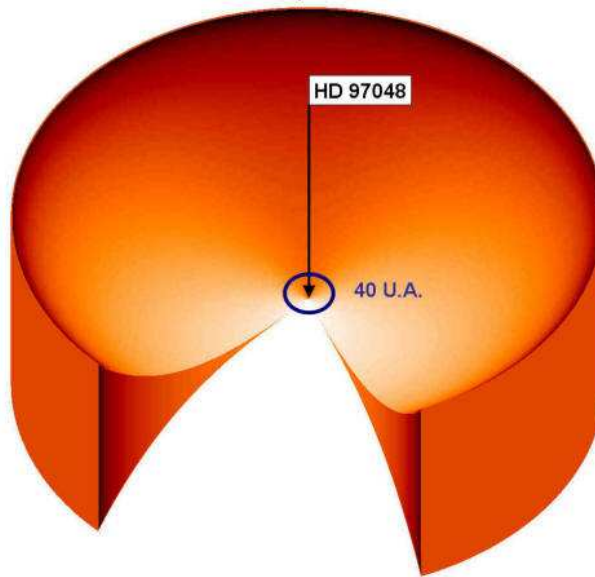


FIG. 5.9 – Vue du disque de HD97048.

### 5.3.2 Spectroscopie

HD97048 a été observée autour de 8.8 et 11.3  $\mu\text{m}$  en mode spectroscopique avec la fente orientée est/ouest en juin 2005 et à 11.3  $\mu\text{m}$  seulement en janvier 2005 avec la fente

orientée nord/sud. Etant donné les problèmes du chopper du télescope, les calibrations en absolu sont erronées en spectroscopie. En effet, au cours d'une observations, il existe des laps de temps où la source étendue n'est plus au centre de la fente et donc, étant donné la faible largeur de cette dernière, le flux total de la source est significativement réduit. Le problème n'était pas identifié au début des observations en temps garanti. La calibration en flux, d'une manière absolue, est donc fautive en spectroscopie. J'ai ainsi comparé les spectres VISIR à ceux de ISO et TIMMI2 de sorte que les continuums se superposent (avec comme base absolue le spectre ISO). Ce décalage absolu de spectre par rapport au continuum du spectre ISO a déjà été justifié par van Boekel et al. (2004) lors de sa comparaison des données TIMMI2 avec celles de ISO pour HD97048. En effet, on voit que c'est le rapport du maximum de la raie à  $11.3 \mu\text{m}$  sur le continuum qui varie avec les instruments (Fig. 5.10). Le spectre ISO a un maximum de raie de PAH beaucoup plus fort. Cela peut s'expliquer par la contribution de la nébuleuse environnante qui est prise en compte dans le champ de ISO et uniquement. Des études précédentes ont effectivement montré qu'il existait une enveloppe de petits grains de PAH autour de HD97048 jusqu'à des distances de 5 à 10 secondes d'arc (Prusti et al. 1994; Siebenmorgen et al. 2000). La spectroscopie de VISIR et TIMMI2 n'est sensible qu'à l'émission proche de l'étoile, celle du disque, mais pas à l'émission diffuse loin de l'objet central. C'est l'équivalent de 30% de flux qui est perdu dans la raie de PAH avec les fentes étroites (environ 1 seconde d'arc) de TIMMI2 et VISIR par rapport à celle de ISO.

De plus, l'extension spatiale dans la raie de PAH a été aussi confirmée avec les observations spectroscopiques. Nous avons, pour cela, mesurer la FWHM de l'objet dans la raie et dans le continuum adjacent (Fig. 5.11). En conclusion, la FWHM de la raie de PAH est plus grande que celle du continuum adjacent. Cependant, ce mode d'observation est très sensible au seeing et à la précision de pointage du télescope. En réalité, les valeurs de la FWHM à  $11.3 \mu\text{m}$  sont de l'ordre de 700 à 950 millisecondes d'arc (mas), ce qui est important comparé aux valeurs trouvées avec les images BURST (Fig. 5.12) mais comparables à celles mesurées dans les images prises en mode normal (Tab. 5.3).

Sur la Fig. 5.11, la valeur trouvée pour la FWHM dans le continuum varie énormément d'une observation à l'autre (de 500 à 770 mas). Ceci est dû au seeing très différent dans les deux cas et à la précision de l'observation (l'objet doit être au milieu de la fente durant tout le temps d'observation). La FWHM de l'étoile standard reflète le seeing en IR moyen si on tient compte de la loi de variation du seeing en fonction de la longueur d'onde ( $\lambda^{-1/5}$ ). Le continuum de HD97048 et de l'étoile de référence ont la même FWHM ce qui signifie que le continuum de HD97048 ne serait a priori pas étendu. On constate qu'en spectroscopie, on ne peut résoudre l'extension de HD97048 dans le continuum, celui-ci étant pourtant résolu en mode BURST (Tab. 5.3). Ceci montre une nouvelle fois l'intérêt du mode BURST qui permet de s'affranchir, en partie, des problèmes liés à l'atmosphère.

**En conclusion**, la spectroscopie de VISIR a permis de confirmer l'extension spatiale de HD97048 en bande PAH, mais pas en continuum. Elle n'apporte rien à l'imagerie en mode BURST qui contient l'essentiel de l'information grâce à sa haute résolution

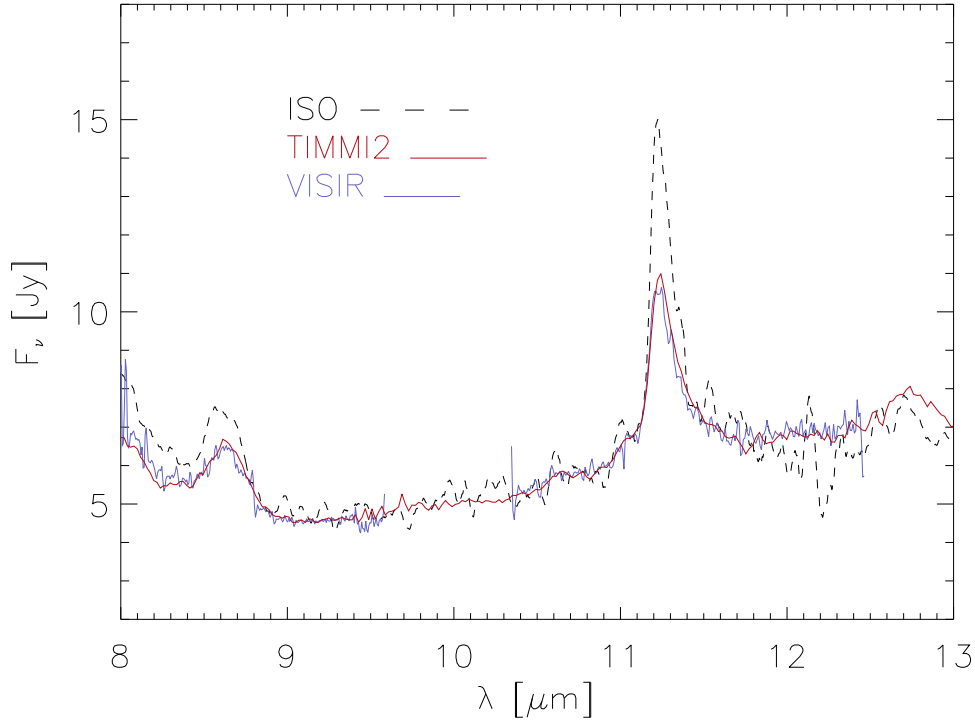


FIG. 5.10 – Spectre de HD97048 mesuré avec VISIR (bleu), TIMMI2 (rouge) et ISO (pointillé). On a introduit un facteur multiplicatif aux spectres de VISIR et TIMMI2 afin que le flux du continuum corresponde à celui mesuré par ISO.

spatiale. Il faudrait utiliser le mode BURST en spectroscopie avec au moins la même résolution spatiale qu'en imagerie. L'échantillonnage est moins bon mais suffisant. Cependant, le problème majeur est l'étroitesse de la fente qui impose un flux minimum assez haut pour les objets observés pour un temps de pose inférieur ou égal à 50 ms en mode BURST.

## 5.4 Masse du disque

Les observations VISIR permettent non seulement de déduire une structure pour le disque autour de HD97048 mais aussi la masse minimum de ce dernier. En effet, on a pu déduire de l'asymétrie que le disque est optiquement épais jusqu'à au moins 370 AU pour cacher la partie que l'on ne voit pas du côté ouest. Pour que le disque soit optiquement épais jusqu'à de grandes distances, il faut qu'il y ait une densité de poussière conséquente, c'est-à-dire une masse de poussière suffisante dans le disque. Si on considère la poussière interstellaire, l'opacité  $\kappa$  à  $11.3 \mu\text{m}$  est égale à  $1600 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ . Si le milieu est optiquement épais jusqu'à 370 AU, cela signifie que la profondeur optique  $\tau$

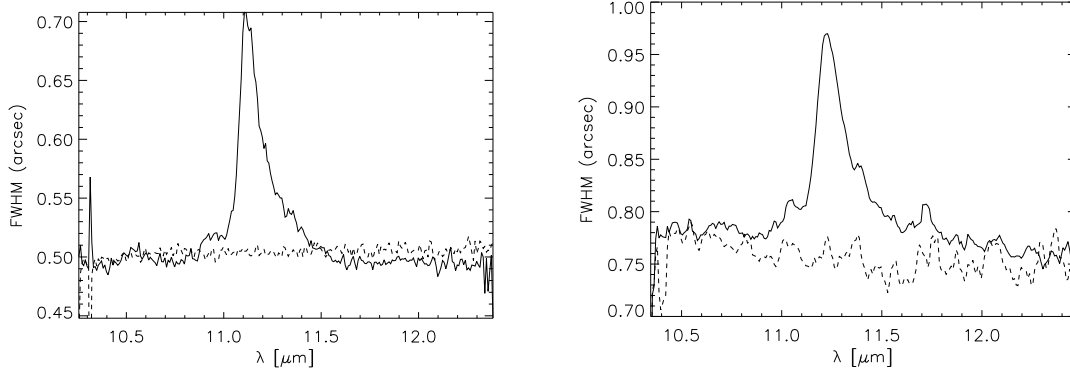


FIG. 5.11 – *A gauche*, FWHM calculée sur le spectre de HD97048 (trait continu) pris en janvier 2005 à  $11.3 \mu\text{m}$  avec un seeing (dans le visible) de 0.66 seconde d’arc comparée à celle d’une étoile standard (trait pointillé). *A droite*, la même chose pour une observation en juin 2005 avec un seeing (dans le visible) de 1.1 secondes d’arc.

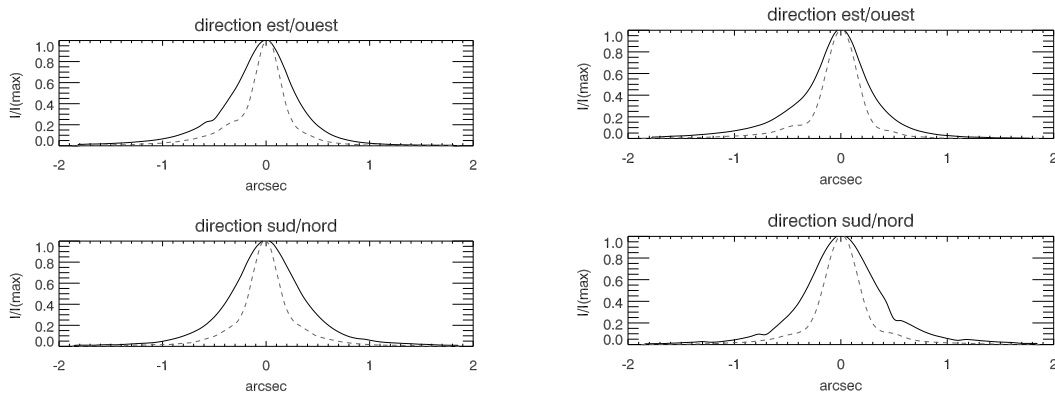


FIG. 5.12 – *A gauche*, profil normalisé pour HD97048 en mode normal (trait continu) et en mode BURST (trait pointillé) à  $8.6 \mu\text{m}$ . *A droite*, de même mais à  $11.3 \mu\text{m}$ . La FWHM est dégradée d’un facteur 2 en mode normal par rapport au mode BURST, ce que confirme la spectroscopie.

(égal à  $\Sigma * \kappa$ ) est supérieure à 1 à 370 AU. D’où la densité de surface  $\Sigma$  à cette distance telle que :  $\Sigma \geq 1/\kappa = 1/1600$ . En considérant que la densité de surface est constante sur tout le disque, la masse de poussière minimale est de  $10 M_{\oplus}$  pour le disque. Si la distribution en taille de poussière et/ou sa composition varie, l’opacité peut augmenter jusqu’à  $4100 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$  pour des grains de silicate sphériques de  $2 \mu\text{m}$  de rayon. Avec ce type de poussière, la masse minimum est de  $4 M_{\oplus}$ . Mais pour être plus réaliste, il faut tenir compte du fait que la densité de surface du disque varie avec la distance à l’étoile. Si on intègre sur tout le disque la densité de surface telle que  $\Sigma = \Sigma_0 (r_{\text{AU}}/370)^{-1.5}$ , comme c’est le cas pour la nébuleuse solaire primitive (Weidenschilling 1977; Kuchner 2004),



la masse minimale de poussière dans le disque est de  $40 M_{\oplus}$ . Cette limite inférieure est compatible avec la masse de poussière déduite ( $500 M_{\oplus}$ ) des observations millimétriques (Henning & Launhardt 1998) étant donné les incertitudes sur les opacités à ces longueurs d'ondes. La masse déduite est 3 à 4 ordres de grandeur plus grande que celle mesurée dans les disques de débris et les ceintures de Kuiper autour d'étoiles A évoluées comme  $\beta$ Pictoris, Véga, Formalhaut ou HR4796. On pense que la poussière autour de ces objets vient de collisions entre corps plus gros dont la masse a été estimée à  $100 M_{\oplus}$  dans le cas de  $\beta$ Pictoris (Fisher et al. 2004). Ainsi, la masse de poussière autour de HD97048 est tout à fait compatible avec celle des objets plus évolués. HD97048 est un objet relativement jeune (de 1.5 à 3 millions d'années suivant les chemins évolutifs) qui se révèle être un excellent laboratoire pour l'étude des conditions qui précèdent la formation des systèmes planétaires.

La présence de gaz dans le disque est un autre moyen d'estimer l'âge de l'objet. Des observations autour de ce type d'étoile avec des âges différents ont montré que le temps de dissipation du gaz est de l'ordre de 10 millions d'années (Takeuchi et al. 2005). Nos observations mettent l'accent sur la poussière, mais aussi sur le gaz dans le disque de HD97048. En effet, un disque ne peut être évasé que par la présence de gaz, auquel la poussière est bien mélangée. S'il n'y avait pas de gaz, les poussières tomberaient peu à peu dans le plan médian pour former un disque aplati, tels les disques de débris par exemple. Si on fait l'hypothèse que le rapport gaz sur poussière est de 100, la masse totale minimum du disque autour de HD97048 est de  $0.01 M_{\odot}$ . De plus, la présence de gaz autour de cet objet a été confirmée par les observations en proche IR de la raie d'hydrogène moléculaire à  $2.2 \mu\text{m}$  (Weintraub et al. 2005).

## 5.5 Stabilité du disque

Le disque autour de HD97048 est riche en gaz et poussière. Il a une masse de poussière comparable à la nébuleuse solaire primitive. Il est donc intéressant de déterminer à quel point il est susceptible de générer des systèmes planétaires. Pour cela, revenons quelques instants sur la formation des planètes.

### 5.5.1 Formation des planètes

Le scénario standard de formation de planètes est celui par **coagulation** des éléments lourds (poussière etc...). Après s'être effondrée (sous l'effet de la gravitation) sous forme de disque, la nébuleuse protoplanétaire se refroidit lentement. Dans les premiers temps, la densité de gaz est telle qu'elle est suffisante pour freiner les grains de poussière et les faire tomber dans le plan équatorial du disque. Les grains de tailles différentes chutent à des vitesses différentes (propriété de frottement contre le gaz). Les plus gros corps accumulent donc par collage de surface les plus petits corps qu'ils balayent sur leur passage. Ensuite, la formation des protoplanètes se fait par coalescence gravitationnelle des planétésimaux déjà formés. Par effet *Boule de neige*, c'est-à-dire un emballement de l'accrétion, il peut se former des corps de masse typique celle de la Lune (voir Fig 5.13). Une fois les planétésimaux formés, l'embryon de planète accrète une enveloppe de gaz.

Quand sa masse devient suffisante, l'enveloppe de gaz s'effondre rapidement sur le coeur rocheux (Mizuno et al. 1978). L'accrétion rapide du gaz commence quand se crée un déséquilibre entre l'énergie perdue par rayonnement et l'énergie gagnée par capture de planétésimaux. Le coeur solide acquiert alors une atmosphère très massive et devient une planète géante. Cependant, depuis les années 80, il existe une théorie pour former les planètes géantes dans les disques massifs : l'*instabilité gravitationnelle*. C'est ce scénario qui va nous intéresser dans le cas de HD97048, étant donné que les échelles de temps du mécanisme de coagulation sont trop grandes devant l'âge de l'étoile (inférieur à 3 millions d'années) pour former un embryon de planète à 400 AU de l'étoile. Le disque protoplanétaire étant assez massif, il peut devenir instable gravitationnellement (instabilité de Jeans), s'effondrer et se fragmenter en corps dont la masse typique est de l'ordre de celle de Jupiter (Cameron 1985; Boss 1996). Ce scénario permet de former des planètes géantes en 1000 ans, mais il présente deux difficultés majeures en ce qui concerne le système solaire. En effet, pour que l'instabilité se déclenche, la nébuleuse initiale doit être très massive, de l'ordre de 1 masse solaire, ce qui est 100 fois la masse de la *nébuleuse de masse minimum* (Hayashi 1981). De plus, avec ce scénario, le coeur des planètes géantes est de même composition que la nébuleuse initiale, alors que les coeurs des planètes géantes du système solaire sont enrichis en éléments lourds par rapport au Soleil.



FIG. 5.13 – (*gauche*) Scénario de formation de planètes par coagulation. (*droite*) Simulation numérique de croissance de planètes (Tanaka et al. 2000).

### 5.5.2 Critère de stabilité

Considérons un "grumeau" de matière de taille  $D$  à une distance  $r$  de l'étoile. Si on a une densité de surface  $\Sigma$ , la masse du grumeau est  $M = \Sigma\pi D^2$ . Le disque est soumis à sa propre gravité. On veut savoir s'il va s'effondrer, c'est-à-dire si sa gravité est suffisante pour l'empêcher de se disperser (instable). La bilan énergétique sur le grumeau donne : l'énergie gravitationnelle  $E_G$ , l'énergie cinétique  $E_c$  (liée à l'agitation thermique) et l'énergie de la rotation képlérienne  $E_K$ . Le grumeau est stable si  $E_G \gg E_K$  et  $E_G \gg E_c$ , c'est-à-dire si :

$$\frac{E_c}{E_G} \frac{E_K}{E_G} < 1 \quad (5.1)$$

Or :

$$\begin{cases} E_c \sim M c_s^2 & \text{avec } c_s \text{ vitesse du son} \\ E_K \sim M (\Omega D)^2 & \text{avec } \Omega \text{ vitesse angulaire képlérienne} \\ E_G \sim \frac{GM^2}{D} & \text{avec } G \text{ constante gravitationnelle} \end{cases} \quad (5.2)$$

En combinant les équations, on obtient le critère d'instabilité de Toomre (Toomre 1964) :

$$Q = \frac{\Omega C_s}{G \Sigma} < \frac{\pi}{2} \quad (5.3)$$

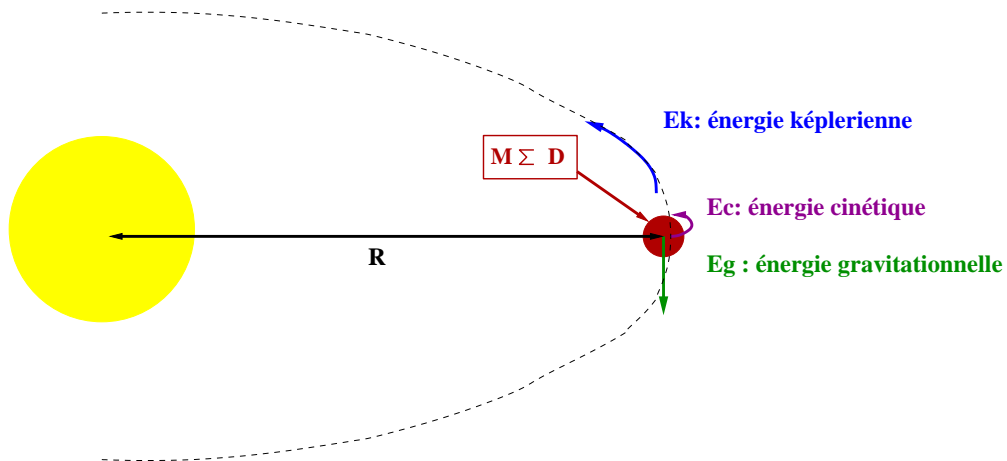


FIG. 5.14 – Les différentes forces auxquelles est soumise une particule de masse  $M$ , de densité de surface  $\Sigma$  et de taille  $D$ .

Si  $Q < \pi/2$ , le disque est instable. C'est le cas lors d'un refroidissement ou d'une chute de gaz vers le centre où il y a une forte densité de surface et une faible température. Si on prend  $c_s \propto R^{-q/2}$ ,  $\Omega \propto R^{-3/2}$  et  $\Sigma \propto R^{-b}$ ,  $Q \propto R^{-1.5-q/2+b}$ . Ainsi pour  $q=1/2$  et  $b$  compris entre 1 et 1.5,  $Q$  décroît avec la distance; si la densité ne chute pas trop

vite, le disque est naturellement plus instable à l'extérieur qu'à l'intérieur. Essayons d'exprimer ce terme  $Q$  avec d'autres paramètres comme la hauteur de pression  $h$  déduite de l'équilibre hydrostatique (Eq.3.7), la masse de l'étoile  $M_*$  (qui intervient dans la vitesse képlérienne) et la distance à l'étoile  $R$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Omega = \sqrt{\frac{GM_*}{R^3}} \quad (\text{Loi de Kepler}) \\ M = \pi D^2 \Sigma \\ h = C_s \Omega^{-1} \quad (\text{Eq.3.7}) \end{array} \right. \quad (5.4)$$

Le critère de Toomre peut alors se réécrire :

$$Q = \frac{M_* h}{\Sigma R^3} \lesssim 2 \quad (5.5)$$

En cas d'instabilité, il y a formation de bras spiraux et peut-être de protoplanètes de gaz à grande distance. Les simulations (Gammie 1999) montrent que le disque devient instable pour  $Q < 1.4$ , qu'il y a des bras spiraux pour  $Q > 1$  et que des grumeaux peuvent se former pour  $Q \sim 1$ .

### 5.5.3 Application au disque de HD97048

Déterminons si le disque est stable en utilisant le critère de Toomre (voir Eq 5.5). On connaît la masse de l'étoile ( $2.5 M_\odot$ ) et la densité minimale au bord du disque. Mais avec les images VISIR, on n'a pas accès à la hauteur de pression du disque mais à la hauteur de surface d'émission (où  $\tau = 1$ ). En effet, la surface correspond aux couches supérieures du disque, là où la lumière est interceptée par la poussière. La hauteur de pression, elle, vient de l'équilibre entre la pression du gaz et la force de gravité. Dans le cas de l'équilibre hydrostatique, la hauteur de pression est 2 à 5 fois plus petite que la hauteur de surface d'émission (Chiang & Goldreich 1997). Comme  $Q$  est une fonction décroissante de la distance, il convient de calculer cette grandeur au bord du disque, i.e. pour  $r=370$  AU, là où le disque est probablement instable.

Avec VISIR, la hauteur de surface est mesurée à une distance de 135 AU. En tenant compte de la loi de puissance de cette dernière, la hauteur de surface à 370 AU vaut 180 AU.  $Q$  est une fonction croissante de la hauteur de pression que l'on ne connaît pas. Or, d'après les modèles (Chiang & Goldreich 1997), la hauteur de pression du disque peut être 5 fois plus petite que la hauteur de surface. Prenons cet ordre de grandeur pour la hauteur de pression qui minimise le coefficient  $Q$ . Il faut prendre une densité de surface moyenne, totale (gaz + poussière), i.e.  $100/1600 \text{ g.cm}^{-2}$  (section 5.4). Ainsi, pour  $M_*=2.5 M_\odot$ ,  $\Sigma = 1/16 \text{ g.cm}^{-2}$ ,  $r=370$  AU,  $h=1/5*180$  AU,  $Q \sim 250 \gg 1$ . Le disque est stable et les planètes géantes ne peuvent pas se former par instabilités gravitationnelles dans les régions externes à l'heure actuelle.

Les incertitudes dans ce calcul viennent de la densité de surface et de la hauteur de pression. Cependant la hauteur est connue à un facteur 2 près et contamine peu le rapport  $Q$ . Quant à la densité de surface ( $\Sigma = \Sigma_0 r_{AU}^{-p}$ ), elle est proportionnelle à la masse et inversement proportionnelle au facteur de stabilité. En d'autres termes, plus le disque est massif, plus il est instable. Les calculs précédents de  $Q$  ont été faits en tenant compte de la masse minimale du disque de  $0.01 M_\odot$ . Mais les observations millimétriques (Henning & Launhardt 1998) ont fait état d'un disque 20 fois plus massif pour HD97048. Finalement, le coefficient de Toomre a été calculé pour une masse de disque de  $0.2 M_\odot$  et une loi de puissance de la densité de surface variable (voir Fig 5.15). A 370 AU,  $Q$  prend les valeurs de 12, 8 et 4 avec  $p=1.5$ , 1. et 0.5 respectivement. Le disque reste stable quelle que soit la variation de la densité de surface en fonction de la distance pour une masse de disque de  $0.2 M_\odot$ .

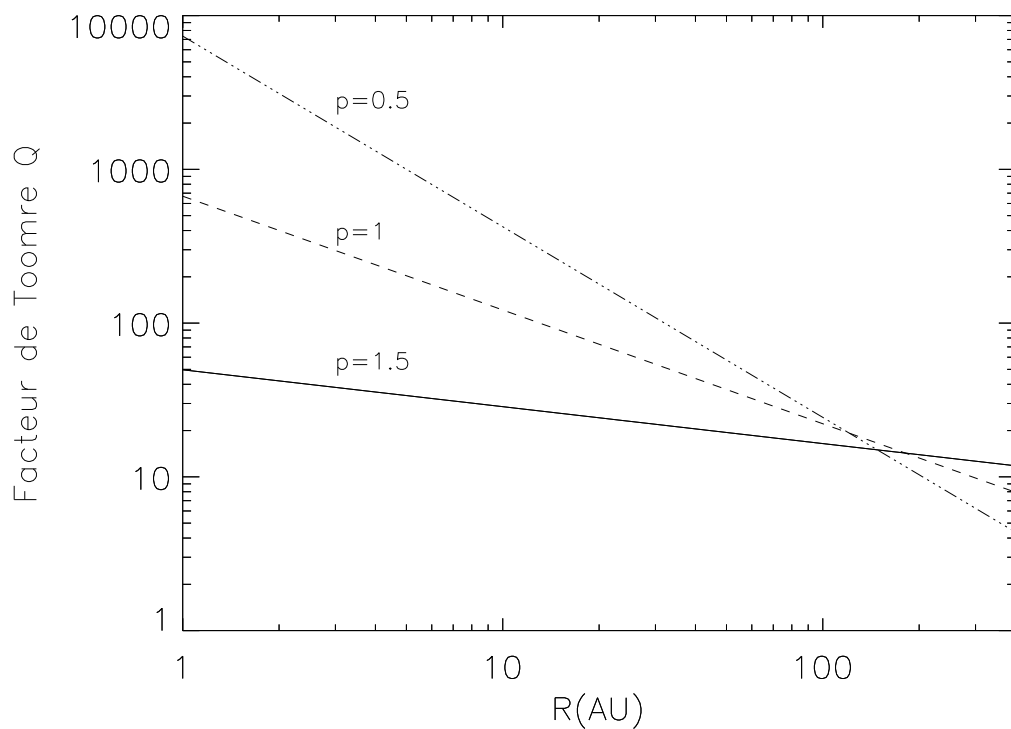


FIG. 5.15 – Facteur de Toomre  $Q$  en fonction de la distance à l'étoile. Le disque est instable pour  $Q < \pi/2$ . Le disque est stable à 370 AU (trait plein) quelles que soient les valeurs des paramètres. L'incertitude vient principalement de la loi de puissance de la densité de surface ( $\Sigma = \Sigma_0 r_{AU}^{-p}$ ) qui prend les valeurs 1.5 (trait plein), 1 (trait pointillé) et 0.5 (ligne point-trait) .

Qu'en est-t-il du scénario de coagulation dans lequel les petites particules se collent

pour former des corps de plus en plus gros ? Ce phénomène a été beaucoup étudié ces dernières années et plusieurs auteurs (Ida & Lin 2004; Goldreich et al. 2004) en ont déduit des lois analytiques mais aussi empiriques pour des grandeurs physiques. Ici, on peut déduire une densité de surface totale (gaz + poussière) minimale ( $\Sigma = 444 r_{AU}^{-3/2}$  g/cm<sup>2</sup>) qui est du même ordre de grandeur que celle inférée pour notre système solaire ou d'autres étoiles (Weidenschilling 1977; Kuchner 2004). Il semble improbable que les noyaux des planètes géantes se forment par coagulation dans les régions externes du disque à cause des temps de révolution autour de l'étoile centrale très longs. Même s'il y avait assez de matériel dans les régions externes pour former les planètes géantes, les conditions ne seraient pas remplies ici. Ceci est renforcé par les observations qui échouent à détecter des planètes géantes loin d'étoiles de type A (Chauvin et al. 2005). Examinons le scénario de formation des embryons par coagulation pour les régions internes. Dans un premier temps, voyons si la sédimentation des grains dans le plan médian du disque (première phase du processus) a pu commencer étant donné l'âge du système ( $\sim 1.5$  millions d'années). Le temps de sédimentation est donné par (Dullemond & Dominik 2004b) :

$$T_{sett} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\rho_d a} \frac{\Sigma}{\Omega_K} \quad \text{où} \quad \Omega_K = \sqrt{GM_\star/r^3} \quad (5.6)$$

avec la densité d'un grain de poussière de silicate  $\rho_d=3.6$  g.cm<sup>-2</sup>, son rayon  $a$ , et  $\Sigma$  la densité de surface du disque  $\Sigma=\Sigma_0 r^{-p}$ . En calculant ce temps pour un disque de  $0.2 M_\odot$  et des grains de taille allant de  $100$  à  $0.01 \mu\text{m}$  (Fig 5.16), on voit que la sédimentation des gros grains (supérieure au micron) a commencé compte tenu de l'âge du système. Une fois la phase de sédimentation commencée, il est possible que des embryons de planètes se forment. Pour cela, il faut évaluer le temps de formation d'un embryon d'un dixième de  $M_\odot$  avec la formule suivante (Ida & Lin 2004) :

$$\tau_{acc} = 1.210^5 \left( \frac{\Sigma_d}{10 \text{g.cm}^{-2}} \right)^{-1} \left( \frac{r}{1 \text{AU}} \right)^{6/10} \left( \frac{M_{emb}}{M_\oplus} \right)^{1/3} \left( \frac{M_\star}{M_\odot} \right)^{-1/6} \left( \frac{\Sigma_g}{2.410^3 \text{g.cm}^{-2}} \right)^{-2/5} \quad (5.7)$$

Bien que les régions internes ne soient pas résolues, il est possible d'interpoler les lois établies jusqu'à de faibles distances pour conclure qu'il est alors possible de former des embryons de planètes en dessous de  $10$  AU (Fig 5.16) autour de HD97048 quelque soit la variation de la densité de surface avec le rayon.

**En conclusion**, le disque autour de HD97048 est gravitationnellement stable jusqu'à au moins  $370$  AU même avec une masse de disque  $20$  fois supérieure à la masse minimale déduite des observations VISIR. Il est donc peu probable que des planètes géantes se forment par instabilités gravitationnelles dans les zones externes du disque à l'heure actuelle. Par contre, cet objet semble être un excellent candidat pour la formation d'embryons de planètes dans les régions internes du disque.

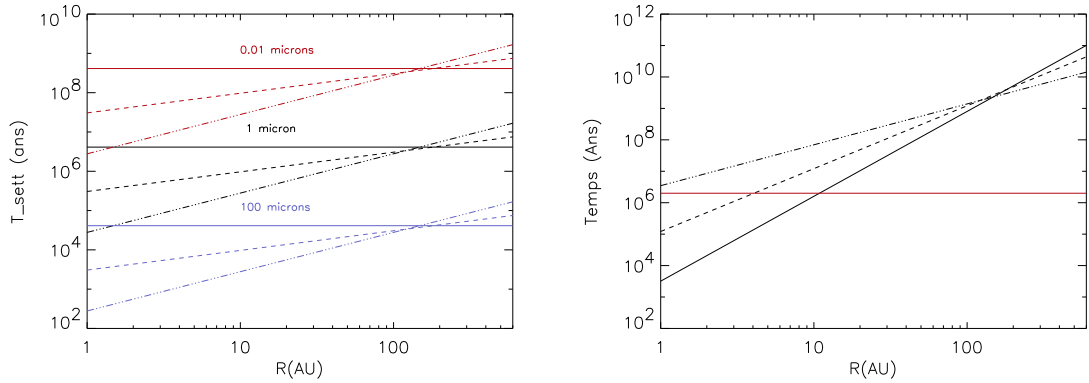


FIG. 5.16 – *A gauche*, temps de sédimentation en fonction de la distance à l'étoile pour des grains de silicate de taille  $100 \mu\text{m}$  (bleu),  $1 \mu\text{m}$  (noir) et  $0.01 \mu\text{m}$  (rouge). La pente de la densité de surface est  $p=1.5$  (trait plein),  $p=1$  (trait pointillé) et  $p=0.5$  (ligne trait-pointillé) pour chaque type de grain. *A droite*, temps nécessaire à la formation d'un embryon de planète d'un dixième de masse terrestre avec les mêmes variations de pente de la densité de surface que précédemment. L'âge de HD97048 est représenté par le trait rouge.

## 5.6 Modélisation

### 5.6.1 Description

J'ai utilisé le modèle de disque évasé de Dullemond, le modèle (voir chapitre 3) qui calcule la structure du disque d'une manière cohérente, sans paramétrisation. Ce modèle explique la SED de nombreuses étoiles Herbig Ae (Dominik et al. 2003). J'ai de plus intégré l'émission des PAHs dans le modèle pour voir s'il pouvait reproduire à la fois la SED et la distribution spatiale de HD97048 avec très peu de paramètres libres. Les paramètres stellaires mentionnés dans la Table 5.1 ont été utilisés. L'atmosphère de l'étoile a été modélisée en se basant sur les grilles de modèles établis par Kurucz avec  $T_{eff}=10500 \text{ K}$ . La densité de surface est celle déduite des images telle que  $\Sigma = 444 r_{AU}^{-3/2} \text{ g/cm}^2$  avec  $R_{in}=0.41 \text{ AU}$  et  $R_{out}=400 \text{ AU}$ , ce qui donne  $M_{disk}=0.01 M_{\odot}$ .

La poussière est un mélange de grains en équilibre thermique et de PAHs chauffés stochastiquement. On tient compte du chauffage multi-photons pour les PAHs. On peut également inclure les PAHs comme source de chauffage thermique des grains mais ceci ne sera fait que dans un second temps.

#### – Les grains en équilibre thermique

Les grains sont composés de graphite et de silicate avec les constantes optiques de Draine (1985). Ils ont une distribution de taille de type MRN (Mathis et al. 1977), c'est-à-dire  $n(a) \propto a^{-3.5}$ , allant de  $0.01$  à  $0.3 \mu\text{m}$ . On va voir que le couplage des grains de silicate et carbone est une hypothèse importante du modèle. La poussière du disque est composée de  $X\%$  de carbone et de  $Y\%$  de silicate. Le

grain de poussière est un mélange de carbone et silicate dont les proportions sont les mêmes que dans le disque (X% de carbone et de Y% de silicate). Le grain de poussière est représenté par une unique température qui varie en fonction de la distance à l'étoile, si bien que les grains de silicate et carbone ont la même température tout le long du disque. Cette hypothèse avait été introduite au départ pour reproduire l'émission des silicates dans la plupart des étoiles Herbig Ae (Dominik et al. 2003). En effet, si les grains ne sont pas couplés, ce sont les grains de carbone (plus chauds) qui dominent le continuum à 10  $\mu\text{m}$ . Le rapport du pic de la raie de silicate à ce fort continuum n'est alors pas assez important pour reproduire les observations des étoiles HAe. On discutera de cette hypothèse plus en détail par la suite. Finalement, tous les grains thermiques représentent une seule espèce de poussière au prix d'une moyenne sur la distribution en taille.

#### – PAHs

Dans le milieu interstellaire, les PAHs sont composés d'une dizaine jusqu'à des centaines d'atomes de carbone. On fixe ici la taille à  $N_C=100$ . Le rapport de l'hydrogène sur carbone est  $H/C = f_H \times (6/N_C)^{0.5}$  (cas des PAHs symétriques et compactes), avec  $f_H$  la fraction d'hydrogénation moléculaire. On considère des PAHs complètement hydrogénés ( $f_H=1$ ) ou partiellement ( $f_H=0.5$ ). On prend les sections efficaces d'absorption (Draine & Li 2001) mesurées à la fois en laboratoire et sur des spectres astrophysiques réels. On fait l'hypothèse simplificatrice que les PAHs ne sont pas chargés tout le long du disque. En effet, si on s'intéresse au rapport  $\gamma$  entre le taux de photo-ionisation d'un grain et le taux de recombinaison electron-grain à travers le disque, on voit que ceci est probablement le cas à l'extérieur ( $R > 150$  AU). On a :

$$\gamma = \gamma_0 \times f(N_C) N_C^{2/3} \times \chi T_{\text{gaz}}^{1/2}/n_e \quad (5.8)$$

avec  $f(N_C)$  qui donne la variation de la probabilité d'éjection d'un photon-électron en fonction de la taille des PAHs (Bakes & Tielens 1994). Pour un disque chauffé par une étoile HAe typique, on a  $\chi \sim 10^5$  et  $n_H \sim 10^7 \text{cm}^{-3}$  sur la surface du disque à 150 AU (Habart et al. 2004a). Si on suppose que  $n_e/n_H \sim 1.5 \cdot 10^{-4}$  (comme c'est le cas dans les régions de photodissociation du milieu interstellaire), et  $T_{\text{gaz}} \sim 100$  K, on a  $\chi T_{\text{gaz}}^{1/2}/n_e \sim 500$  et donc pour  $N_C \sim 100$ ,  $\gamma$  est inférieur à  $1^2$ . Par contre, dans les régions internes,  $\gamma$  augmente et les PAHs seront certainement positivement chargés. Par souci de simplicité, on fait donc l'hypothèse que les propriétés des PAHs ne changent pas avec la distance.

Le chauffage multi-photons des PAHs est pris en compte. Autrement dit, les PAHs peuvent être excités par plusieurs photons pendant leur temps de relaxation, au contraire du chauffage par un seul photon qui impose au grain de PAH de se désexciter entièrement avant d'être chauffé par un autre photon UV. Les PAHs ont donc tendance à être plus chauds dans les régions internes, là où le flux UV est plus intense. Dans ce modèle, on ne tient pas compte de la photo-évaporation

<sup>2</sup>Avec  $\gamma_0=3.10^{-6}$  et  $f(N_C)=11$  (Bakes & Tielens 1994)



des PAHs dans les régions internes. En effet, les PAHs peuvent être détruits par collisions multi-photons, là où le flux UV est assez fort proche de l'étoile. Ainsi, si un PAH rencontre 3 photons dans un temps inférieur à son temps de désexcitation, il est détruit. Finalement, l'abondance finale en silicate est  $[\text{Si}/\text{H}] = 3.10^{-5}$ , celle en carbone  $[\text{C}/\text{H}] = 2.2 \cdot 10^{-4}$ . La poussière est donc composée majoritairement de grains en équilibre thermique (90%) auxquels s'additionnent 10 % de grains PAHs.

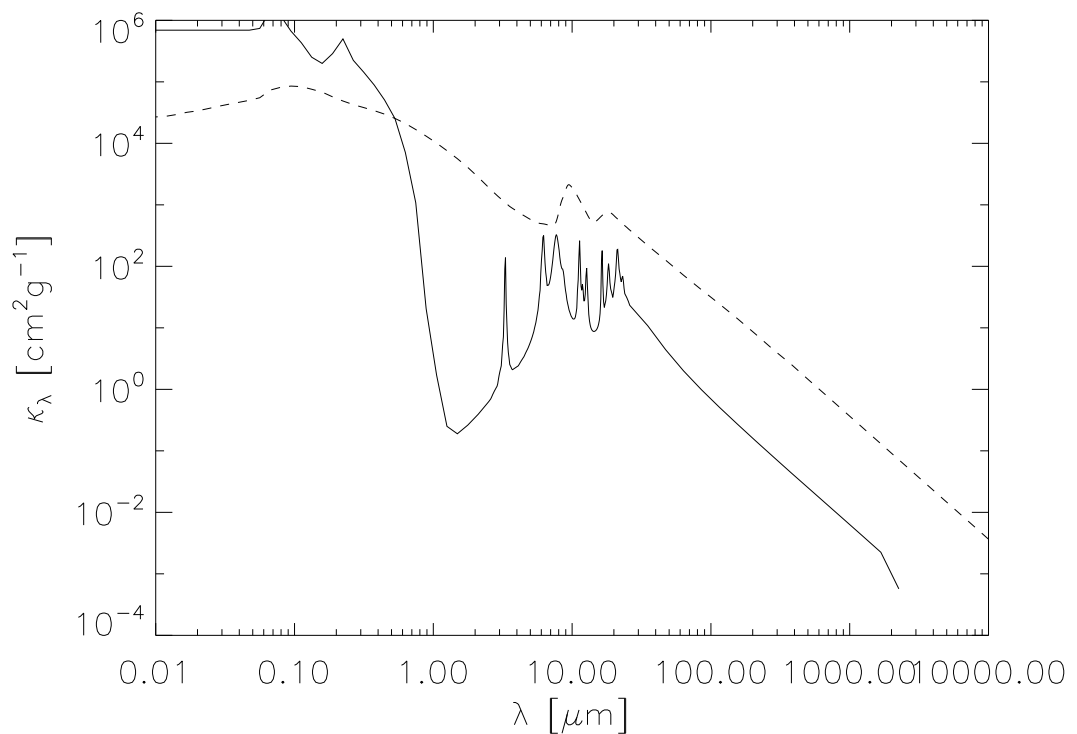


FIG. 5.17 – Opacité des grains thermiques (trait pointillé) et des PAHs (trait plein) utilisées pour le modèle standard (Draine & Li 2001). Pour les grains thermiques, une moyenne est faite sur la distribution en taille des grains.

### 5.6.2 Résultats

J'ai d'abord répertorié toutes les données photométriques disponibles (Tab 5.4) pour construire une SED la plus complète possible pour HD97048. Le spectre de l'étoile modélisé est rougi pour tenir compte de la poussière autour de cet objet en suivant la loi d'extinction ( $A_V=0.36$ , Table 5.1) de Cardelli et al. (1989), mise à jour pour le proche IR jusqu'à l'UV par O'Donnell (1994). Cette loi est valide de 0.1 à 3.5  $\mu\text{m}$ .

Bande	Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	magnitude	Flux (Jy)	Références
U	0.36	9.04	0.441	1
B	0.44	8.81	1.24	1
V	0.55	8.46	1.56	1
Rc	0.7	8.20	1.54	1
Ic	0.9	7.94	1.76	1
J	1.25	7.30	1.93	1
H	1.65	6.75	2.14	1
K	2.2	6.04	2.56	1
L	3.4	4.61	4.12	1
M	4.8	4.56	2.55	1
N	10.1	2.2	4.75	1
Q	20	0.5	6.56	1
IRAS	12	-	14.1	IRAS
IRAS	25	-	40.83	IRAS
IRAS	60	-	77.0	IRAS
IRAS	100	-	86.1	IRAS
L'	3.77	4.95 $\pm$ 0.01	2.72 $\pm$ 0.1	2
M	4.77	4.74 $\pm$ 0.03	2.12 $\pm$ 0.3	2
N	11.05	2.21 $\pm$ 0.06	5.46 $\pm$ 0.3	2
N1	8.36	2.44 $\pm$ 0.10	6.10 $\pm$ 0.7	2
N2	9.78	2.50 $\pm$ 0.13	4.35 $\pm$ 0.6	2
N3	12.82	1.48 $\pm$ 0.12	6.47 $\pm$ 0.8	2
Q0	18.66	-0.83 $\pm$ 0.17	26.41 $\pm$ 4.0	2

TAB. 5.4 – Photométrie de HD97048 extraits de la littérature. Références : (1) *Hillenbrand et al. (1992)*, (2) *Prusti et al. (1994)*.

### 5.6.2.1 Structure

La Figure 5.18 montre la structure du disque en terme de hauteur de pression ( $H_p$ ) et hauteur de surface ( $H_s$ ). La mesure de l'indice d'évasement faite sur les images VISIR elles-mêmes (section 5.3.1.3) est analogue à la variation de la hauteur de surface  $H_s$  avec la distance  $r$  du modèle. De plus, la mesure de la hauteur de surface à 135 AU faite sur les observations VISIR ( $51.3^{+0.7}_{-3.3}$  AU) moyennant des hypothèses simplificatrices est en accord avec le modèle physique complet qui donne une hauteur de surface de 51.2 AU à 135 AU. Ceci ne fait qu'appuyer l'hypothèse d'émission surfacique des PAHs faite au préalable dans un modèle simple. Ainsi, la structure du disque est complètement contrainte par les observations VISIR dans la bande PAH. Ceci montre tout l'intérêt d'observer les étoiles de ce type dans ces bandes.

### 5.6.2.2 SED

La Figure 5.18 montre la SED modélisée dans le domaine 0.3-1300  $\mu\text{m}$  à laquelle on a rajouté les observations photométriques (Table 5.4) et les données spectroscopiques de ISO SWS de HD97048. L'étoile est située à une distance de 180 pc. Le disque est

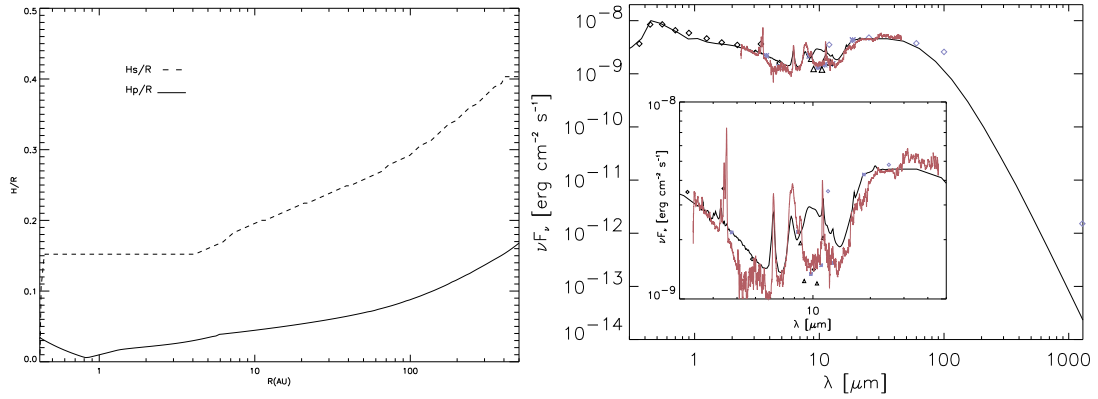


FIG. 5.18 – *A gauche*, structure du disque calculée à l'équilibre hydrostatique. La hauteur de surface (trait pointillé) et la hauteur de pression (trait plein) du disque évasé en fonction de la distance à l'étoile en AU. La zone d'ombre s'étend jusqu'à environ 5 AU. *A droite*, SED de HD97048 construite avec la structure précédente comparée aux observations ISO (trait rouge) et photométriques.

incliné de 43 degrés. Les raies PAH à 3.3, 6.2, 7.7 et 11.3  $\mu\text{m}$  se dégagent au dessus du continuum, qui est produit par les grains en émission thermique. La raie intense autour de 3.3  $\mu\text{m}$  correspond à l'émission des nanodiamants (Habart et al. 2004b) qui n'est pas reproduit ici. Dans le cas de HD97048, le modèle standard de disques évasés est capable de reproduire la SED, qui est caractérisée par un fort rayonnement en proche IR, un fort contraste entre 30 et 10  $\mu\text{m}$  et des raies de PAH intenses. Ceci montre qu'une grande quantité de l'énergie est interceptée dans les régions externes, preuve d'un disque évasé. Le proche IR est modélisé par l'émission du bord interne qui se gonfle (de manière hydrostatique) sous l'effet du rayonnement stellaire incident. La région qui émet entre 5 et 8  $\mu\text{m}$  correspond à l'ombre que fait le bord interne sur le reste du disque. Le disque n'est pas en vue directe de l'étoile mais reçoit de l'énergie du bord interne lui-même. Ce transfert d'énergie est efficace car il permet de garder le disque à une température suffisante pour qu'il émette encore dans l'IR. A plus grandes distances, le disque ressort de l'ombre, ce qui donne cette forte remontée en flux dans la SED autour de 20-30  $\mu\text{m}$ . Du point de vue des poussières, le modèle est capable de rendre compte de la forme et de l'intensité des bandes PAH par rapport au continuum à 3.3, 6.2, 7.7 et 11.3  $\mu\text{m}$  pour des PAHs partiellement hydrogénés ( $f_H=0.5$ ). Ceci est cohérent dans un milieu où le champ UV est très important. L'hypothèse de PAHs gros et neutres s'appuyant sur des études (en laboratoire et théoriques (Hony et al. 2001; Van Kerckhoven et al. 2002b; Peeters et al. 2002)) appliquées sur les HAeBe semble raisonnable. Il semble cependant improbable que les PAHs aient les mêmes propriétés (charge, taille, hydrogénation) tout au long du disque, comme on le suppose dans le modèle. On peut quand même noter que la raie à 8.6  $\mu\text{m}$  est trop faible dans le modèle par rapport aux observations et que le spectre de HD97048 ne présente aucune émission de silicate autour de 10  $\mu\text{m}$  au contraire des prédictions du modèle. Le continuum est surestimé d'environ 40 % autour

de 10  $\mu\text{m}$ . Ceci montre les limites de notre description des propriétés des poussières ou de la géométrie du disque dans les régions internes. Pour finir, l'émission en sub-millimétrique (1.3 mm) est sous-estimée d'un facteur 70 car on ne prend pas en compte une population de très gros grains (millimétrique) dans le modèle pour l'instant.

### 5.6.2.3 Imagerie

Comme il a été dit précédemment, l'émission des PAHs est plus étendue que celle du continuum. Le modèle explique ceci de la façon suivante. A 11  $\mu\text{m}$ , le continuum atteint 50 % de son énergie totale dans un rayon de 2 AU, alors que les PAHs font la même chose dans un rayon de 100 AU. Cette différence s'explique par le mécanisme de chauffage : le continuum provient de l'émission thermique des gros grains alors que les petits grains de PAH sont chauffés de manière stochastique. Ainsi, les grains thermiques doivent être suffisamment près (i.e. chauds) pour émettre en IR moyen alors que les PAHs peuvent être chauffés plus loin de l'étoile pour émettre à 11.3  $\mu\text{m}$ . De plus, la raie à 11.3  $\mu\text{m}$  est celle où l'extension est la plus grande. En effet, d'après les modèles (Habart et al. 2004a), les raies à plus courtes longueurs d'onde sont plus intenses dans les régions internes. Ceci vient du fait que les PAHs sont globalement plus chauds là où le rayonnement UV est plus intense car ils subissent un chauffage par plusieurs photons. D'ailleurs, des données spectroscopiques sur HD97048 ont permis de résoudre l'émission spatiale de la raie à 3.3  $\mu\text{m}$  (Habart et al. 2004b) sur seulement une échelle de quelques dizaines d'unité astronomiques.

Pour résumer, l'image de HD97048 à 11.3  $\mu\text{m}$  (bande + continuum) est dominée, dans les régions internes, par le rayonnement thermique des gros grains alors que dans les régions externes, c'est l'émission des PAHs qui l'emporte. Le modèle est tout à fait capable de reproduire l'extension observée dans la bande PAH et dans le continuum adjacent, lui même étendu (Fig. 5.19). De plus, l'assymétrie est/ouest est seulement dû à l'inclinaison d'un disque évasé, optiquement épais à la longueur d'onde d'observation.

## 5.6.3 Contraintes physiques apportées par les observations VISIR

### 5.6.3.1 Angle d'évasement

L'étendue spatiale de l'émission des PAHs est intimement connectée à la géométrie du disque. En effet, c'est l'indice d'évasement qui va déterminer quelle fraction de l'énergie UV est absorbée par les PAHs à la surface du disque pour une distance à l'étoile donnée. L'évasement peut être plus ou moins important suivant les conditions qui règnent dans le disque. S'il y a eu coagulation des petits grains dans le plan médian, la hauteur de surface du disque est alors plus petite (disque moins évasé). Des disques moins évasés ont une émission PAH plus faible et apparaissent moins étendue puisqu'ils interceptent moins d'énergie à grandes distances. Ceci est particulièrement vrai pour la raie à 11.3  $\mu\text{m}$  dont l'émission vient principalement des régions externes du disque. Dans le cas d'un disque peu évasé, où l'ombre du bord interne cache entièrement le disque jusqu'à de grands rayons (disque 'self-shadowed'), on s'attend à une émission des PAHs réduite très fortement, voir même inexistante. Ainsi, l'émission étendue des

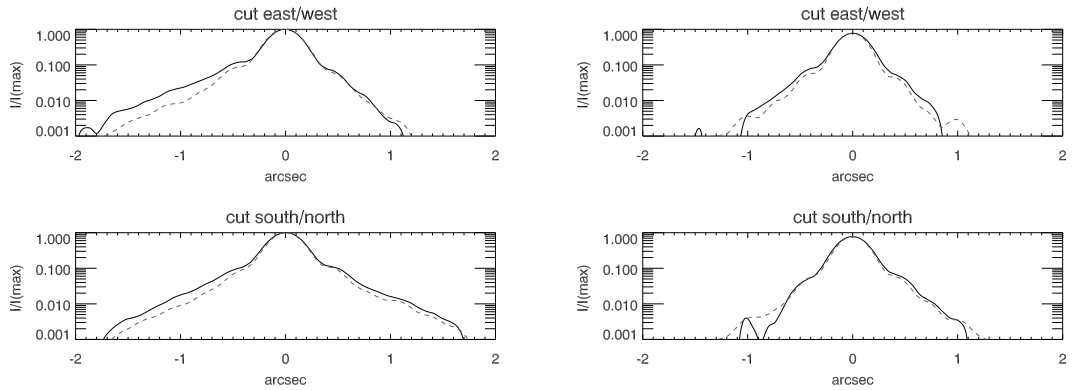


FIG. 5.19 – *A gauche*, coupes dans les directions nord/sud (en bas) et est/ouest (en haut) pour le modèle standard dans la bande PAH à  $11.3 \mu\text{m}$  convolué avec la PSF de VISIR (trait pointillé) comparées aux observations (trait plein). *A droite*, la même chose mais pour le continuum à  $10.5 \mu\text{m}$ .

PAHs apporte une forte preuve à l'hypothèse d'évasement des disques pour les objets du groupe 1 (Meeus et al. 2001).

### 5.6.3.2 Masse du disque et densité de surface

Comme le disque est optiquement épais dans la direction verticale à la longueur d'onde d'observation, une masse minimum de poussière a été déduite. Mais il n'est pas possible de contraindre précisément la densité de surface (et/ou la masse réelle) avec les images VISIR à cause justement de ce caractère optiquement épais.

### 5.6.3.3 Régions internes

Le flux à  $3 \mu\text{m}$  de la plupart des étoiles HAe provient du chauffage du bord interne par le rayonnement incident de l'étoile centrale. C'est le cas également pour HD97048 où le flux dans ces longueurs d'onde caractérise la hauteur de ce bord interne calculée de manière hydrostatique ( $H_s/H_p \sim 5$ ). Cependant, entre  $5$  et  $8 \mu\text{m}$ , c'est l'émission de la région cachée par ce bord interne qui apparaît (beaucoup moins importante que le reste du disque). Mais il se trouve que, à la fois l'émission du bord interne et celle de cette zone d'ombre se trouvent dans le pixel central de VISIR ( $13.5 \text{ AU}$ ). L'émission des deux régions se compensent, un plus grand bord interne provoquant une plus grande zone d'ombre et vice-versa. En résumé, les images VISIR ne peuvent apporter aucune contraintes sur la géométrie des régions internes.

### 5.6.3.4 Absence des silicates autour de $10 \mu\text{m}$

L'absence de raie de silicate à  $9.7 \mu\text{m}$  dans HD97048 est très surprenante quand on sait que ces grains sont les plus abondants dans le milieu interstellaire. D'après Acke & van den Ancker (2004), 35 % d'un échantillon de 46 Herbig Ae ne présentent pas cette émission autour de  $10 \mu\text{m}$ , ce qui montre que ce phénomène n'a rien d'exceptionnel pour ce type d'objet. L'émission à  $10 \mu\text{m}$  vient des grains de  $0.1 \mu\text{m}$  chauffés de façon thermique par le rayonnement direct/indirect de l'étoile dans les régions internes ( $1 < r < 10 \text{ AU}$ ). Pour expliquer cette absence d'émission, il faut soit que les petits grains de silicate aient disparus dans les régions internes, soit qu'ils soient cachés (par effet de la géométrie du disque), soit qu'il y ait un trou central de matière. L'idée d'un trou central ou d'un bord interne ayant une hauteur importante ne peut être validée puisqu'il faut que le flux dans le proche IR reste conforme aux observations. Le trou central provoque une baisse du flux alors que l'augmentation de la hauteur du bord interne une hausse du flux. De plus, une étude récente (Dullemond & Dominik 2004a) montre que l'effet du bord interne ne peut suffire à expliquer la suppression de l'émission des silicates autour de  $10 \mu\text{m}$ .

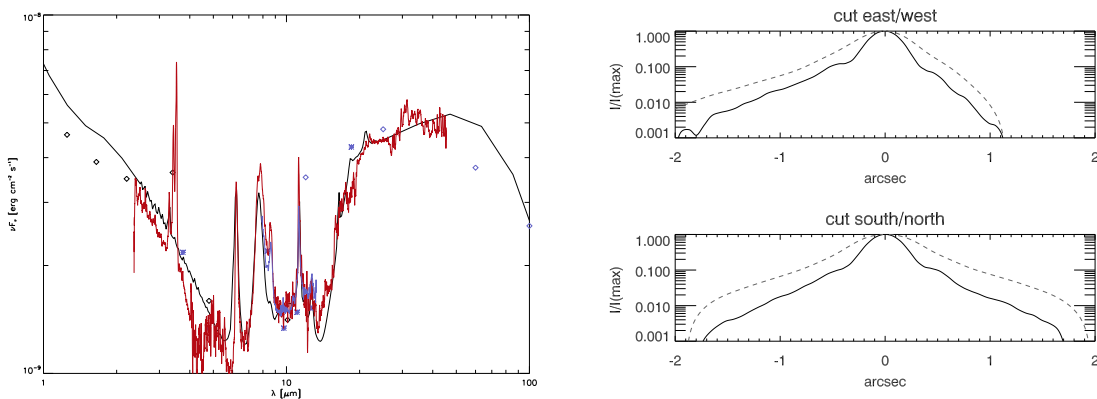


FIG. 5.20 – *A gauche*, SED modélisée (trait noir) avec la structure paramétrée qui augmente la zone d'ombre. Comparaison avec les données ISO (trait rouge) et TIMMI2 (trait bleu). *A droite*, distribution spatiale à  $11.3 \mu\text{m}$  du modèle (trait pointillé) en comparaison avec les observations (trait plein).

Cependant, si les silicates sont présents, il faut alors agrandir la région dans l'ombre, derrière le bord interne, afin qu'elle cache l'émission de ces petits grains. Pour tester cet effet, j'ai utilisé le modèle paramétré décrit au chapitre 3 et j'ai créé une structure de disque similaire à celle calculée avec l'équilibre hydrostatique mais où la région dans l'ombre s'étend à plus grande distance (jusqu'à  $20 \text{ AU}$ ). Pour cela, il est possible avec le modèle actuel, soit d'augmenter la hauteur du bord interne (paramètre  $H_p^{in}/R_{in}$ , voir Table 3.4), soit d'augmenter l'indice d'évasement ( $p$ ). J'ai choisi d'augmenter l'indice

d'évasement pour ne pas modifier l'émission en proche IR. Alors que la SED est bien reproduite avec ce modèle où  $p = 1.5$  (Fig. 5.20), l'émission des PAHs est trop importante dans les régions externes. **La contrainte apportée par VISIR sur la distribution spatiale des PAHs est très forte. On doit en tenir compte pour modéliser la SED, ce qui est nouveau par rapport aux études précédentes (Dominik et al. 2003).**

On verra dans la suite une autre méthode pour résoudre ce problème des silicates sans modifier la structure du disque (5.6.4.2) .

### 5.6.3.5 Propriétés des PAHs

Nos résultats montrent que les PAHs sont présents tout le long du disque et que 10% du carbone est sous forme PAH (pour reproduire le contraste centre/ailes de l'extension spatiale). Les PAHs peuvent survivre à la photo-évaporation ou à la coagulation même si ces processus sont efficaces dans les régions internes, où le flux UV et la densité de gaz sont importants.

Néanmoins, la photo-évaporation peut influencer l'abondance des PAHs mais ce phénomène n'est pas pris en compte dans le modèle. C'est pourquoi, il est nécessaire d'utiliser un modèle de PAHs plus sophistiqué (Habart et al. 2004b) pour vérifier l'effet de ce processus sur les observations. On montre que 60% des PAHs ( $N_c=100$ ) sont détruits dans un rayon de 20 AU autour de l'étoile centrale. Comme c'est l'émission des grains thermiques qui domine les régions centrales, la photo-évaporation n'a aucun effet sur la distribution spatiale des PAHs et les images VISIR ne peuvent en aucun cas contraindre ce processus. De plus, la photo-évaporation est un processus complexe qui augmente rapidement avec le flux UV ou pour de petits PAHs; il est donc très difficile d'être quantitatif à ce sujet.

D'autre part, on s'attend à ce que les propriétés des PAHs (charge, taille ou paramètre d'hydrogénation) varient avec la distance et la profondeur dans le disque. En effet, des processus comme l'ionisation ou la deshydrogénation sont très efficaces dans ces disques où le flux UV est très fort et peuvent donc modifier la charge et l'hydrogénation des PAHs avec la distance. De plus, la photo-évaporation ou la coagulation peuvent changer la taille des PAHs. Il semble alors improbable que les PAHs aient les mêmes caractéristiques tout le long du disque, comme on le suppose dans le modèle.

En modifiant les propriétés des PAHs dans le modèle, il est possible de voir l'effet sur nos résultats. Pour mieux reproduire la forme de la raie à  $8.6 \mu\text{m}$ , il faut que les PAHs soient ionisés et hydrogénés de façon excessive ( $H/C=0.4$ , Fig5.21) puisque  $H/C=0.25$  pour des PAHs complètement hydrogénés. En prenant des PAHs avec ces propriétés, on voit que la forme de  $7.7/8.6 \mu\text{m}$  est bien reproduite par le modèle alors que la distribution spatiale à  $11.3 \mu\text{m}$  est globalement la même que pour le modèle standard. Pour vraiment contraindre l'ionisation, il faudrait de l'information spatiale sur les rapports de raie, comme  $8.6/11.3 \mu\text{m}$ , qui est fonction de la charge. Il faut alors regarder le rapport entre les images à  $8.6$  et  $11.3 \mu\text{m}$  de HD97048. Si on en croit les images de VISIR, ce rapport est constant à grandes distances, ce qui signifie que les PAHs sont neutres loin de l'étoile comme on le supposait déjà. Mais il serait intéressant de le contraindre dans

les régions internes ( $< 60$  AU), ce que ne peuvent faire ces données. Finalement, il est très difficile de contraindre les propriétés des PAHs avec les images VISIR.

Il est également nécessaire d'attirer l'attention sur la difficulté de modéliser ces raies. En effet, l'intensité des différentes raies de PAH et le rapport entre celles-ci sont très dépendants des sections efficaces utilisées et des propriétés des PAHs choisies. Pour voir l'effet de ces paramètres sur les résultats, il est important de modéliser des spectres pour différentes sections efficaces (Draine & Li 2001; Verstraete et al. 2001) et pour différentes propriétés de PAHs. La taille des PAHs est constante ( $N_c=100$ ) mais l'hydrogénation ( $H/C=0.1, 0.25$ ) et l'ionisation varient. Dans la Fig. 5.22, sur la gauche, les sections efficaces pour  $N_c=100$ ,  $N_H=10$  ou 25, et un mélange de PAHs neutres (désigné par 0) ou un mixte de PAHs neutres et ionisés (désigné par 0.5). Il est très difficile de construire une SED où le pic de flux pour la  $7.7$  et la  $11.3 \mu\text{m}$  sont du même ordre de grandeur comme c'est le cas pour la SED de HD97048. C'est pour cette raison que je me suis limitée aux caractéristiques standards des PAHs qui expliquent globalement les raies de HD97048, sans chercher à reproduire toutes les raies en détails.

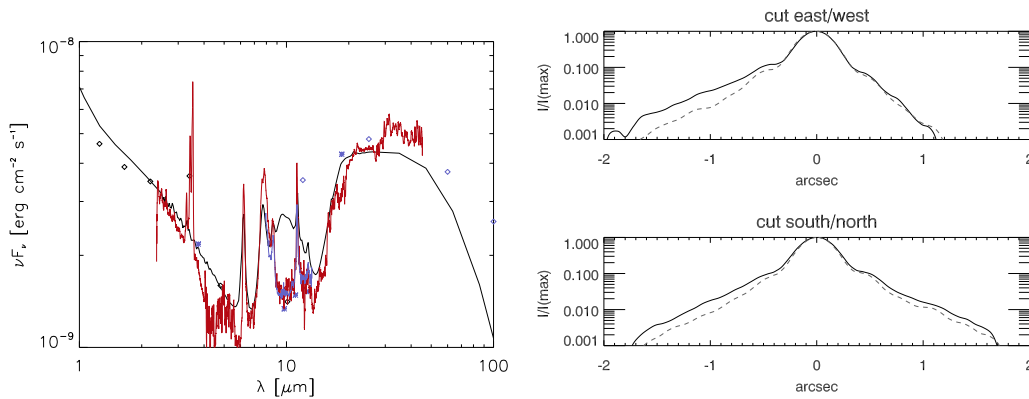


FIG. 5.21 – *A gauche*, SED modélisée (trait noir) pour des PAHs ionisés avec  $H/C=0.4$ . Comparaison avec les données ISO (trait rouge) et TIMMI2 (trait bleu) *A droite*, distribution spatiale à  $11.3 \mu\text{m}$  du modèle (trait pointillé) en comparaison avec les observations (trait plein).

**En résumé**, l'émission des PAHs est présente tout le long du disque mais il est très difficile d'apporter de fortes contraintes sur leurs propriétés en utilisant les images VISIR. Ceci n'affecte cependant en rien nos résultats préliminaires.



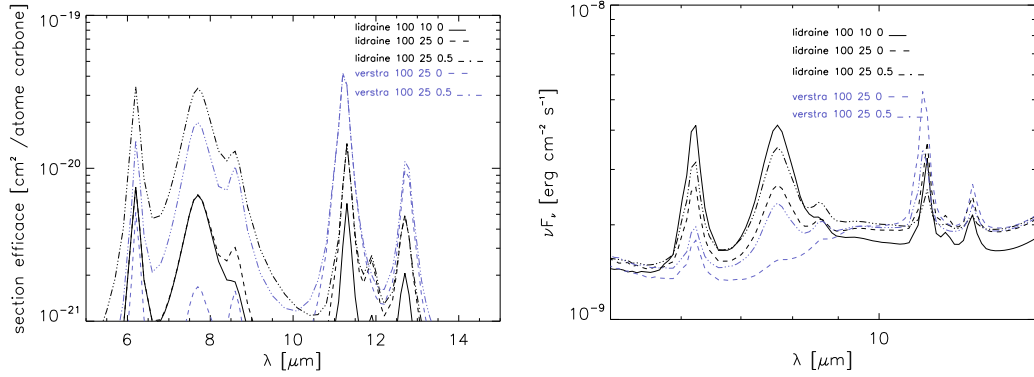


FIG. 5.22 – *A gauche*, comparaison des sections efficaces entre Draine & Li (2001) et Verstraete et al. (2001) pour différentes propriétés de PAHs. Les 3 chiffres correspondent à :  $N_c=100$ ,  $N_H=10$  ou 25, et un mélange de PAHs neutres (désigné par 0) ou un mixte de PAHs neutres et ionisés (désigné par 0.5). *A droite*, comparaison des spectres modélisés en fonction des différentes sections efficaces.

### 5.6.3.6 Très petits grains

Dans le milieu interstellaire, ce sont les très petits grains (VSGs, Very Small Grains) chauffés de manière impulsionnelle qui dominent l'émission du continuum dans l'IR moyen puisque les gros grains ne sont pas assez chauds. Dans les disques, l'émission du continuum en IR moyen peut être dû soit aux gros grains, soit aux VSG. Un continuum étendu spatialement est synonyme de présence de VSGs. Dans HD97048, le continuum est spatialement étendu au contraire d'autres Herbig Ae (HD100546, van Boekel et al. 2004). De plus, il n'y pas d'émission de petits grains silicatés dans cet objet ; ce qui pourrait laisser croire que ce sont les petits grains de carbone qui sont responsables du continuum dans ce cas. Les VSGs peuvent devenir la principale source d'opacité quand il n'y a pas de grains de silicate. On a vérifié cette hypothèse avec un modèle qui tient en compte cette population de grains (Habart et al. 2004a). Pour HD97048, c'est l'émission des grains thermiques qui domine l'émission du continuum et pas les VSG, comme le confirme le modèle standard où l'intensité et l'extension spatiale du continuum sont expliqués simplement par des grains en émission thermique (Fig 5.19).

## 5.6.4 Améliorations du modèle

### 5.6.4.1 Chauffage par les PAHs

Les PAHs émettant à de hautes températures, ils sont capables de chauffer, de façon thermique, les grains autour d'eux. Il faut tenir compte de cette deuxième source de rayonnement des grains, qui vient s'ajouter à celui de l'étoile. Les deux SEDs modélisées en tenant compte ou pas du chauffage de façon thermique par les PAH sont néanmoins pratiquement identiques (Fig 5.23). Cet effet est donc mineur dans le cas de notre étude sur HD97048. Ceci s'explique par la forte luminosité de l'étoile, qui constitue donc la

source de chauffage principale. De plus, les PAHs étant peu nombreux, leur chauffage thermique reste négligeable devant celui de l'étoile.

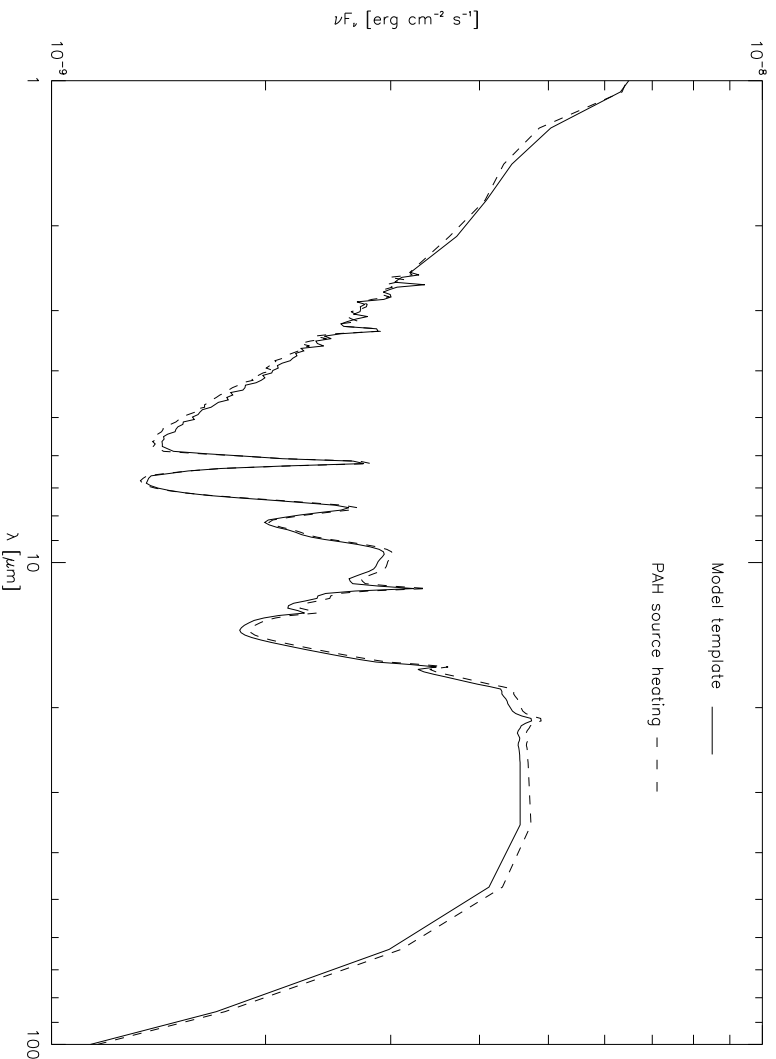


FIG. 5.23 – Comparaison des SEDs dans le cas du modèle standard (trait plein), et de celui (trait pointillé) où on tient compte du chauffage de façon thermique des PAHs en plus de l'étoile.

#### 5.6.4.2 Découplage silicate/carbonate

Dans le modèle standard, on ne considère qu'un seul type de grain thermique formé de silicate et carbone mélangés. Mais les grains sont probablement séparés dans le milieu interstellaire et n'ont pas la même température le long du disque. Pour les gros grains (de l'ordre du mm), les températures des carbones et silicates sont les mêmes. Mais en ce qui concerne les petits grains (de l'ordre du micron), ce sont les grains de carbone qui sont plus chauds que les grains de silicate à une même distance de l'étoile (voir Table 5.5). Pour des grains couplés, la température moyenne du grain à une distance donnée correspond donc à une fonction de mélange entre la température des grains de silicate et carbone. Ainsi, les grains de silicate vont avoir une température moyenne plus importante que s'ils n'étaient pas couplés au carbone, et inversement pour les grains

de carbone. Ceci explique la forte émission autour de  $10 \mu\text{m}$  du modèle standard : les petits grains de silicate à cette distance (autour de 10-20 AU) sont très chauds et ont une émission très forte.

Object	$T_{eff}$ (K)	$L_*/L_\odot$	$R_*$ ( $R_\odot$ )	Distance (AU)	Température gros (1 mm) grains (silicate/carbone)	Température petits (0.1 $\mu\text{m}$ ) grains (silicate)	Température petits (0.1 $\mu\text{m}$ ) grains (carbone)
HD97048	10500	32	1.7	55	92 K	195 K	265 K
HD97048	10500	32	1.7	140	60 K	137 K	188 K

TAB. 5.5 – Température des grains de silicate et carbone pour différentes tailles de grains, de 1 mm à  $0.1 \mu\text{m}$ , à différentes distances de l'étoile centrale pour un milieu optiquement mince.

J'ai voulu découpler les grains dans le modèle pour comprendre cette émission autour de  $10 \mu\text{m}$ . Au lieu de considérer deux espèces de poussières (grains thermiques et PAHs), on considère trois espèces : grains thermiques de silicate, grains thermiques de carbone et PAHs. En regardant les opacités de ces espèces (voir Fig 5.24), il apparait que la bosse autour de  $10 \mu\text{m}$  est seulement due aux grains de silicate, tout comme la remontée à  $20 \mu\text{m}$ . La SED produite par ce modèle pour HD97048 (Fig 5.25) ne possède plus de forte émission autour de  $10 \mu\text{m}$ . La forme du spectre à ces longueurs d'ondes est désormais en bon accord avec les observations ISO. Mais il manque encore du flux autour de  $20 \mu\text{m}$ . Ceci semble indiquer que dans cette région éloignée de l'étoile (autour de 140 AU), les silicates sont plus chauds que ne prévoit le modèle découplé et peuvent être couplés au carbone.

Une façon d'augmenter le flux en IR lointain est d'aggrandir  $\Sigma_0$  (section 3.4.3.1). Pour une masse de disque multipliée par 5, l'IR lointain est mieux reproduit par le modèle mais le continuum autour de  $10 \mu\text{m}$  devient trop élevé (Fig 5.26). Ceci nous renvoie au problème initial du modèle standard (sans découplage) qui surestimait de 40% le continuum dans cette gamme de longueurs d'onde. Finalement, ce n'est pas en augmentant la masse du disque dans le modèle qu'il est possible de résoudre le manque de flux en IR lointain (et par la même occasion en submillimétrique). En effet, cette masse correspond à la masse des petits grains (taille inférieure au micron) et ce sont les grains de l'ordre de la centaine de microns et plus qui émettent de manière significative en IR lointain et en millimétrique. Ainsi, il semble nécessaire d'introduire une couche de grains plus gros pour modéliser la SED de HD97048 jusqu'au millimétrique.

### 5.6.4.3 Couche de grains millimétriques dans le plan médian

Le modèle standard peut expliquer globalement la SED de HD97048 sauf en submillimétrique où le flux est 70 fois trop faible. On peut alors incorporer une couche de grains de taille 1 mm dans le plan médian du disque pour expliquer le flux observé. Cette modification ne change pas la forme de la SED jusqu'à  $100 \mu\text{m}$ . Une couche de poussière d'une masse de  $0.0015 M_\odot$  peut reproduire les 0.7 Jy mesurés par Henning et al. (1994) à 1.3 mm. Cette masse de poussière correspond à une masse totale de 0.15

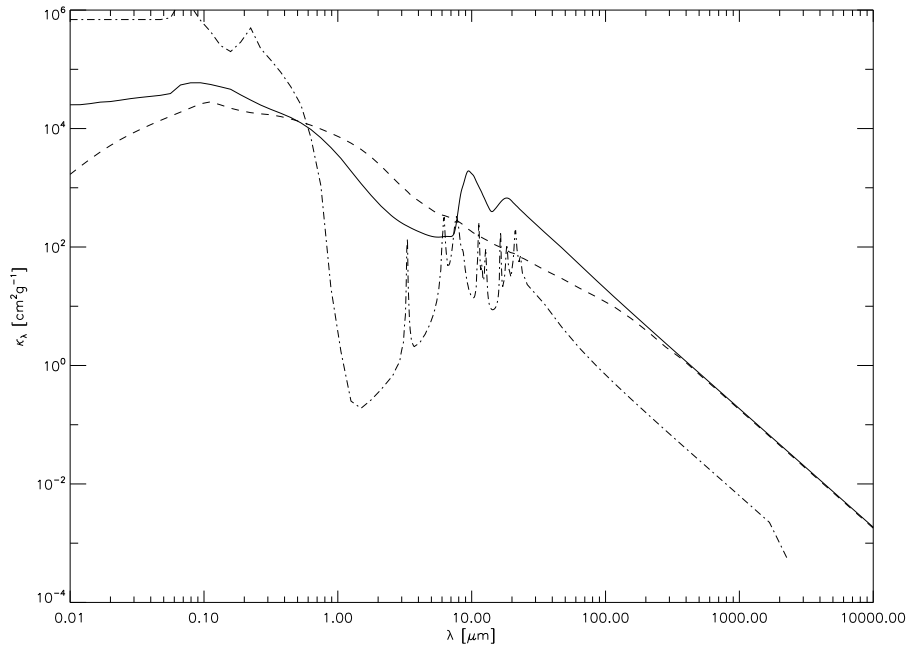


FIG. 5.24 – Opacité des grains thermiques de silicate (trait plein), de carbone (trait pointillé) et des PAHs (trait semi-pointillé) utilisées pour le modèle où on a découplé les grains thermiques de silicate/carbone.

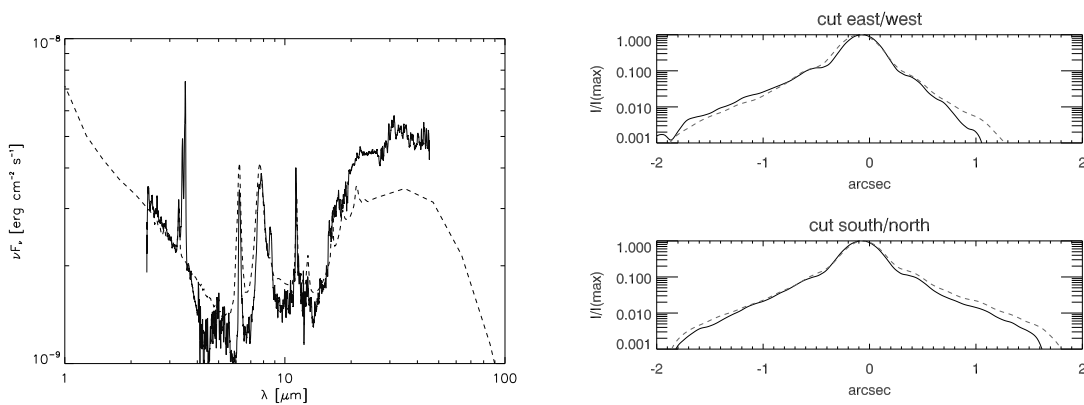


FIG. 5.25 – *A gauche*, comparaison de la SED calculée avec le modèle (trait pointillé) qui tient compte du découplage carbone/silicate avec le spectre ISO (trait plein). *A droite*, comparaison de l'extension spatiale du modèle (trait pointillé) avec les observations VISIR (trait plein) à 11.3  $\mu\text{m}$ .

$M_{\odot}$  pour un rapport gaz sur poussière de 100, ce qui est du même ordre de grandeur que la masse de 0.22  $M_{\odot}$  déduite des observations sub-millimétriques (Henning et al.

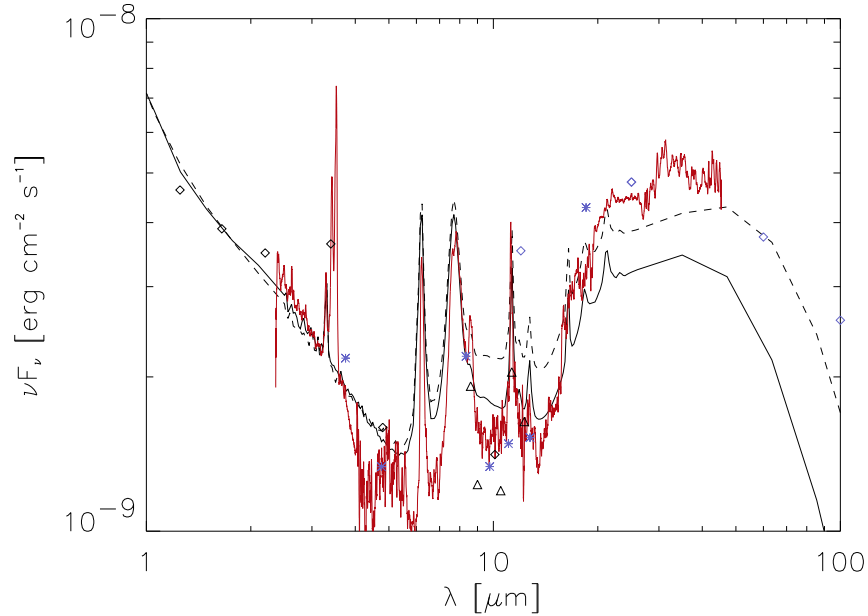


FIG. 5.26 – SED du modèle découplé avec une masse de  $0.01 M_{\odot}$  (modèle de la section 5.6.4.2) en comparaison avec le même modèle dont la masse du disque est 5 fois supérieure (trait pointillé). L'IR lointain est mieux reproduit avec le modèle où la masse est plus grande mais le flux autour de  $10 \mu\text{m}$  est de nouveau trop élevé.

1994; Henning & Launhardt 1998).

Ainsi, il est nécessaire d'introduire des gros grains (de l'ordre du millimétrique par exemple) pour modéliser la SED entière de HD97048. La sédimentation dans le plan médian a probablement commencé à l'intérieur du disque de HD97048. Cependant, le disque est suffisamment dense en matière de petits grains pour rester optiquement épais en IR moyen et donc cacher le plan médian.

## 5.7 Perspectives sur le gaz dans HD97048

La composante gazeuse des HAeBes joue un rôle important dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. En particulier, elle influe sur la dynamique de la poussière, et est également le composant essentiel des planètes géantes. De ce fait, l'étude du gaz peut permettre de mieux contraindre les scénarios d'évolution des environnements circumstellaires.

Afin de déterminer la masse de gaz circumstellaire et son évolution dans le temps, on peut mesurer la quantité d'hydrogène moléculaire. En effet, l'hydrogène est la molécule la plus abondante dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Elle est protégée du flux FUV (far UV) des étoiles par auto-écranage qui empêche la photodis-

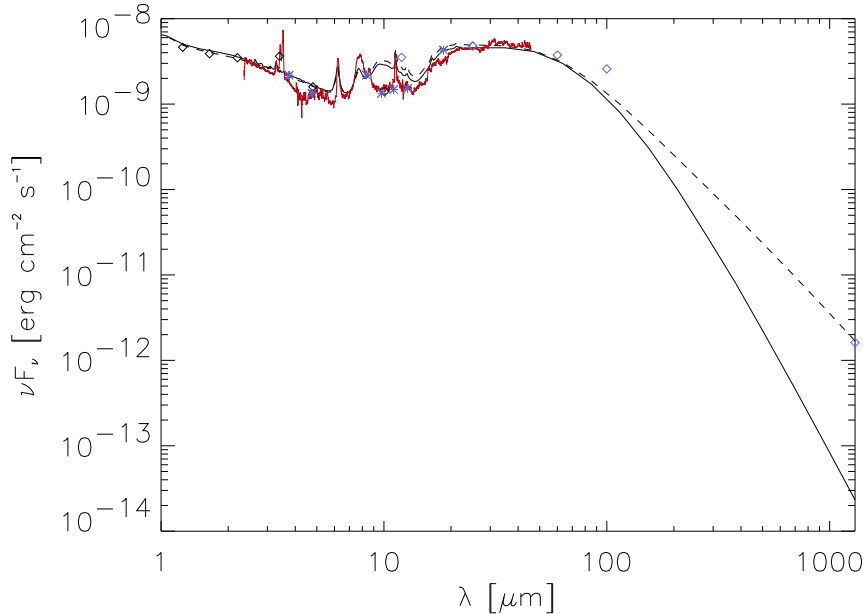


FIG. 5.27 – Comparaison du modèle standard (trait plein) en ajoutant une couche de gros grains (de l'ordre du millimétrique) dans le plan médian. La SED n'est modifiée que pour les grandes longueurs d'ondes (supérieures à 100 microns). SED modélisée avec un plan médian de  $0.0015 M_{\odot}$  de poussière composée de grains de 1 mm (trait pointillé).

sociation de la molécule sous l'effet du rayonnement stellaire. Cependant, l'hydrogène moléculaire n'est que marginalement observable en IR moyen car de grandes quantités de gaz et des conditions physiques particulières sont nécessaires pour faire apparaître la raie sur un fort continuum avec les instruments disponibles.

Jusqu'à présent, ce sont des traceurs comme le CO, supposé se former dans les mêmes régions que le  $H_2$  qui ont été utilisés. De nombreuses observations de la molécule de CO ont été réalisées dans les domaines infrarouge (Brittain & Rettig 2002; Brittain et al. 2003; Blake & Boogert 2004; Dent et al. 2005) et millimétrique (Zuckerman et al. 1995; Mannings & Sargent 2000; Thi et al. 2001; Piétu et al. 2003; Dutrey & Guilloteau 2004; Piétu et al. 2005; Dent et al. 2005). L'avantage de la détection par le CO est qu'elle est sensible à de très faibles masses :  $10^{-6} M_{\odot}$  à 150 pc dans le domaine millimétrique et  $10^{-11} M_{\odot}$  dans l'infrarouge. L'estimation de la masse de gaz à partir du CO nécessite néanmoins de supposer une valeur du rapport CO/ $H_2$ . Généralement, par manque de contraintes observationnelles, on adopte une valeur typique du milieu interstellaire.

La molécule de CO est facilement photodissociée par le flux FUV stellaire, et peut être également piégée à la surface des grains de poussière. Il est donc très difficile de déterminer la masse totale de gaz circumstellaire à partir du CO. C'est pourquoi,

il est très important de mesurer le rapport  $\text{CO}/\text{H}_2$  dans ce type d'objet en faisant une mesure directe du  $\text{H}_2$  grâce aux raies rotationnelles pures en IR moyen. Enfin, la molécule de  $\text{CO}$  observée dans les domaines infrarouge et millimétrique trace des régions froides/tièdes, c'est-à-dire les régions les plus externes des disques ou des enveloppes, et donc ne renseigne donc pas sur les parties internes dans lesquelles est supposée avoir lieu la formation planétaire. L'hydrogène moléculaire trace en IR moyen des régions plus chaudes. Finalement, il n'est pas aussi simple de relier la masse déduite des observations de  $\text{H}_2$  en IR moyen avec celles du  $\text{CO}$  car ces deux quantités ne correspondent pas aux mêmes régions.

Des tentatives de détections des transitions rotationnelles pures du  $\text{H}_2$  dans l'IR moyen ont été faites (Thi et al. 2001). Les coefficients d'Einstein de ces transitions sont très faibles, ce qui demande une grande quantité de  $\text{H}_2$  pour les détecter. Thi et al. (2001) ont observé avec le satellite *ISO* un échantillon d'étoiles PMS ainsi que l'étoile de la séquence principale,  $\beta$ -Pictoris, afin de détecter de l'hydrogène moléculaire. Du fait de la grande taille de la fente de *ISO* et de sa faible résolution, certaines de leurs détections de  $\text{H}_2$ , détections de raies très faibles, n'ont pas été confirmées, voire ont été contredites par d'autres observations au sol avec une meilleure résolution spatiale et spectrale (Lecavelier des Etangs et al. 2001; Richter et al. 2002; Chen & Jura 2004).

Les transitions rotationnelles pures de l'hydrogène moléculaire sont très importantes car elles permettent de tracer le gaz dans l'environnement proche de l'étoile. En effet, les raies d'absorption observées en FUV ne nous renseignent, en théorie, que sur la quantité de gaz sur la ligne de visée. Il existe 5 principales transitions rotationnelles pures du  $\text{H}_2$  en IR moyen :

- $\text{H}_2$  S(0) J=2-0 à 28.218  $\mu\text{m}$
- $\text{H}_2$  S(1) J=3-1 à 17.035  $\mu\text{m}$
- $\text{H}_2$  S(2) J=4-2 à 12.278  $\mu\text{m}$
- $\text{H}_2$  S(3) J=5-3 à 9.662  $\mu\text{m}$
- $\text{H}_2$  S(4) J=6-4 à 8.025  $\mu\text{m}$

La raie autour de 9  $\mu\text{m}$  n'est pas observable depuis le sol à cause de la raie d'ozone à 9.6  $\mu\text{m}$ . De même pour la raie à 28  $\mu\text{m}$  où l'atmosphère est complètement opaque.

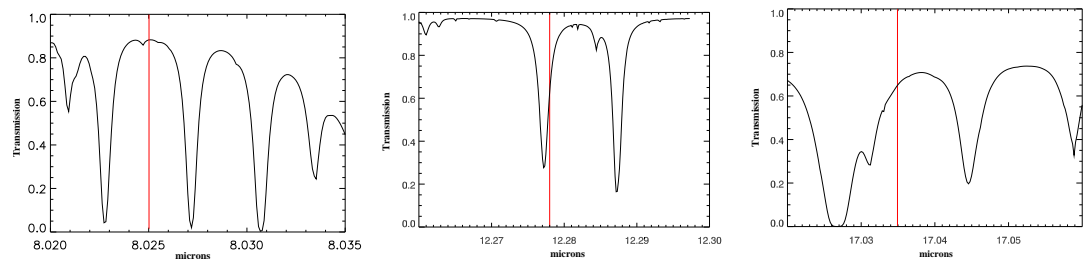


FIG. 5.28 – Transmission de l'atmosphère modélisée autour de la raie S(4) de  $\text{H}_2$  à 8.025  $\mu\text{m}$  (à gauche), S(2) à 12.278  $\mu\text{m}$  (au milieu) et S(0) à 17.035  $\mu\text{m}$  (à droite). L'emplacement de la raie de  $\text{H}_2$  a été matérialisé en rouge.

Pour pouvoir détecter les raies de  $\text{H}_2$  en IR moyen depuis la Terre, il est intéressant

d'avoir une très haute résolution spectrale afin de les résoudre. En effet, ce sont des raies très fines. De plus, la détection est difficile depuis le sol car les raies de  $H_2$  se situent, au repos, dans l'aile rouge de fortes raies d'absorption atmosphériques (Fig 5.28). Les raies de  $H_2$  sont plus ou moins décalées vers le rouge ou le bleu suivant l'époque d'observation. En effet, la rotation de la Terre sur elle-même fait bouger les raies autour de leur position au repos. Le moment où l'objet est observé est donc déterminant.

HD97048 a été observé autour de  $17.035 \mu m$  avec VISIR en haute résolution spectrale ( $\sim 10000$ ), où se trouve la transition rotationnelle S(1) de la molécule de  $H_2$ . Les conditions d'observations étaient excellentes au cours de la nuit du 19 juin 2006 (seeing de 0.6 seconde d'arc et humidité de 5%), très stables pendant le temps d'intégration (1 heure) sur HD97048. Pour corriger de l'absorption atmosphérique, l'astéroïde CERES a été observé après l'objet.

- soit c'est un nuage interstellaire qui a un vitesse différente de celle de l'étoile
- soit c'est du gaz circumstellaire en accréation ou éjection.

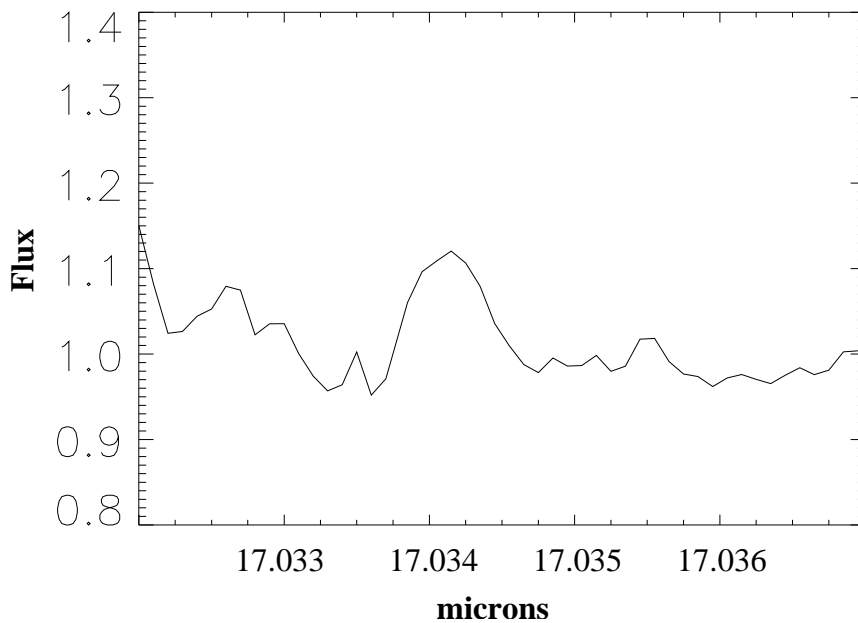


FIG. 5.29 – Détection de  $H_2$  à  $17.035 \mu m$  autour de HD97048 avec VISIR pour 1 heure d'observations. Pour corriger de l'absorption atmosphérique, le spectre de HD97048 a été divisé par par celui de CERES, un astéroïde, et normalisé par rapport au continuum (Martin-Zaïdi et al., en préparation).

Pour savoir si le gaz est lié ou pas à l'étoile, il faut déterminer la vitesse radiale du gaz grâce à la position de la raie et la comparer à la vitesse radiale de l'étoile. Pour cela, le centroïde de la raie a été mesuré. Avec cette valeur de longueur d'onde, on en déduit la vitesse radiale du gaz (Effet Doppler). Etant donné que la vitesse radiale de l'étoile est donnée dans le repère héliocentrique, il faut corriger la vitesse du gaz du mouvement de



la Terre. Finalement, la vitesse radiale du gaz est identique à celle de l'étoile HD97048, ce qui montre que le gaz est associé à celle-ci. En effet, on considère que le gaz est lié à l'étoile dans le cas où la vitesse radiale du gaz est la même que celle de l'étoile car il est rare de trouver un nuage sur la ligne de visée qui aurait exactement la même vitesse que l'étoile. Si la vitesse du gaz est plus ou moins grande devant celle de l'étoile, il y a plusieurs solutions :

On peut conclure pour la première fois que de l'hydrogène moléculaire tiède est présent dans le disque d'une étoile Herbig Ae, HD97048 et qu'il est lié à celle-ci. La haute résolution spatiale de VISIR permet de s'affranchir des incertitudes dues à la dilution, comme celles dues à la large fente du satellite ISO (Thi et al. 2001). Cependant, la raie n'étant pas résolue, nous ne pouvons pas exclure le fait qu'une partie de l'émission observée provienne de l'enveloppe de l'étoile.

Les premiers niveaux d'énergie de  $H_2$  étant peuplés par collisions, seul le rapport des raies S(0) et S(1), à 28 et 17 microns respectivement, permettrait de déduire la température cinétique du gaz (en utilisant la loi de Boltzman). Cependant, dans une étude actuellement en cours (Martin-Zaidi communication privée), nous allons estimer la quantité de gaz présente dans le disque, en posant quelques hypothèses sur les conditions physiques dans lesquelles se trouve le  $H_2$ . Pour la première fois, nous pourrions évaluer une valeur du rapport gaz-sur-poussière dans le disque d'une étoile de Herbig. La connaissance de ce rapport est crucial pour la compréhension de l'évolution des disques autour de ces étoiles et de la formation planétaire.

## 5.8 Conclusion

Il est difficile d'observer les disques autour des étoiles Herbig Ae en IR moyen à cause du fort contraste entre les régions centrales et les régions externes du disque. Cependant, avec les instruments actuels, il existe désormais une nouvelle approche pour observer ces disques en IR moyen : les PAHs. Ce sont des petits grains composés d'une centaine d'atomes de carbone qui sont excités de manière impulsionnelle par le rayonnement UV de l'étoile. Ils se dés excitent sous forme de raies en IR moyen. De plus, du fait de leur processus d'excitation, il est important de noter que leur émission est indépendante de la température locale mais dépend essentiellement du flux UV. Leur émission peut être observée à grande distance de l'étoile centrale dans le cas où le flux FUV stellaire les chauffe sans avoir été absorbé au préalable. Ce phénomène s'observe en particulier dans le cas des disques évasés pour lesquels les régions les plus externes du disque sont directement exposées au rayonnement FUV de l'étoile.

Grâce aux images de VISIR en bande PAH, nous avons mis en évidence un disque évasé optiquement épais et incliné par rapport à la ligne de visée autour d'une étoile Herbig Ae, HD97048. Ces observations ont permis de confirmer l'hypothèse d'une structure évasée pour le disque de HD97048, hypothèse déduite de la modélisation de la SED de l'étoile par Meeus et al. (2001). L'indice d'évasement et la hauteur de surface du disque à grandes distances (100-300 AU) ont été déduits de l'image en supposant que l'émission des PAHs était surfacique, ce qui a été vérifié ensuite par la modélisation.

## HD97048 : Un exemple remarquable

J'ai enfin pu montrer que le modèle standard de disques évasés (Dullemond et al. 2001; Dominik et al. 2003) utilisé pour reproduire la plupart des SEDs des étoiles Herbig Ae est capable d'expliquer à la fois la SED et la distribution spatiale (en bande PAH et continuum) de HD97048.

Les observations spectroscopiques à haute résolution nous ont permis de mettre en évidence la présence d'hydrogène moléculaire provenant probablement du disque de l'étoile de HD97048. Cependant, les données actuellement disponibles ne permettent pas de déterminer la température du H<sub>2</sub> observé et une étude est en cours afin de calculer la quantité de gaz moléculaire du disque.

## Conclusion

La performance accrue des instruments dans une vaste gamme de longueur d'onde a montré qu'une grande partie des étoiles jeunes étaient entourées de matière sans doute répartie dans un disque. La détection de tels systèmes par imagerie directe est difficile du fait de la faible taille angulaire de ces objets, ainsi que de leur faible luminosité. Il semble aujourd'hui que près de 50 % d'étoiles PMS de faible masse, dites étoiles T Tauri, soient entourées d'un disque. Cette proportion est beaucoup moins évidente pour les étoiles plus massives, dites Herbig Ae, du fait du faible nombre de détections directes.

Jusqu'à présent, seule l'interprétation de la SED de ces objets permettait d'inférer la structure géométrique des disques autour des étoiles Herbig Ae. Les modèles sont fortement dégénérés et il est primordial d'obtenir des images, seules preuves directes de la présence ou non de disque. En réalité, il est très difficile d'observer ces disques de poussière en IR moyen à cause du fort contraste entre les régions internes et les régions externes du disque. Il existe deux groupes d'objets distingués par la géométrie de leur disque. Le groupe I (Meeus et al. 2001) représente les objets avec un fort excès IR qui peut s'expliquer par un disque évasé. Le groupe II correspond à des objets avec un disque plus ou moins plat, ou "self-shadowed" (Dominik et al. 2003) caractérisé par peu d'excès IR. A l'heure actuelle, on suppose que le groupe II représente un stade évolutif avancé des disques, résultant de la dissipation de la matière circumstellaire des disques du groupe I.

C'est dans cette optique que nous avons entrepris l'étude en IR moyen d'étoiles Herbig Ae. En effet, l'IR moyen permet en effet de tracer la surface du disque et donc d'accéder à sa géométrie. A l'aide d'observations à  $20.5 \mu\text{m}$  au CFHT avec CAMIRAS, nous avons mis en évidence en IR moyen la présence de disques autour de trois objets (HD135344, CQTau, et HD163296). Les images apportent des indications sur deux paramètres importants du disque : l'inclinaison et le rayon externe minimal. Le rayon externe est sensiblement différent de celui induit par les modèles reproduisant seulement la SED. A l'aide d'un modèle plus sophistiqué, j'ai pu reproduire à la fois la SED et la distribution spatiale de la poussière à  $20 \mu\text{m}$ . HD135344 et CQTAU ont des disques évasés contrairement à HD163296 qui possède un disque plutôt plat. L'imagerie en IR moyen m'a permis non seulement de visualiser trois disques autour d'étoiles HAe mais

aussi d'apporter des contraintes sur les paramètres physiques du disque nécessaires à l'amélioration de la modélisation.

Pour pallier au problème de contraste, il existe désormais, avec les instruments actuels, une nouvelle approche pour observer ces disques en IR moyen : les PAHs. Ces petits grains de carbone sont excités par le rayonnement FUV stellaire, jusqu'à des distances très grandes de l'étoile centrale dans le cas de disques évasés et ils se dés excitent très rapidement en émettant à travers des bandes dans l'IR moyen. Leur émission décroît beaucoup moins vite que l'émission thermique des gros grains (0.01-0.1 microns) et permet donc de tracer la géométrie du disque sur de grandes distances dans le cas de disques évasés.

Afin d'optimiser la résolution angulaire de VISIR en tenant compte des conditions atmosphériques à Paranal, nous avons élaboré un nouveau mode d'observation, le *mode BURST*. J'ai développé un outil de traitement de données pour ce mode afin d'améliorer les performances de VISIR et d'obtenir dans la plupart des cas des images limitées par la diffraction (pour un seeing dans le visible inférieur à 1.2 secondes d'arc). J'ai pu caractériser l'atmosphère en IR moyen en mesurant la longueur de cohérence à 8.6 et 11.3  $\mu\text{m}$  qui est de  $6.23 \pm 0.32$  m et  $8.75 \pm 0.40$  m respectivement. L'hypothèse Kolmogorov reste valide à ces longueurs d'onde.

Les images VISIR ont révélé un disque étendu (rayon supérieur ou égal à 370 AU) autour de HD97048, à un stade primaire de son évolution. Grâce aux images en bande PAH, nous avons mis en évidence un disque évasé optiquement épais autour d'une étoile Herbig Ae et incliné de 43 degrés par rapport à la ligne de visée. L'indice d'évasement ( $1.26^{+0.05}_{-0.05}$ ) et la hauteur de surface du disque à grandes distances ( $51.3^{+0.7}_{-3.3}$  AU à une distance 135 AU) ont été déduits de l'image en supposant que l'émission des PAHs était surfacique. Une telle géométrie ne peut s'expliquer que si le disque contient encore une grande quantité de gaz, dont la masse minimale a été estimée à  $0.01 M_{\odot}$ . C'est la première fois que la géométrie d'un disque autour d'une étoile massive inférée au préalable par l'interprétation des SEDs est mise en évidence. J'ai pu montrer que le modèle standard (Dullemond et al. 2001; Dominik et al. 2003) utilisé pour reproduire la plupart des SEDs des étoiles Herbig Ae est capable d'expliquer à la fois la SED et la distribution spatiale (en bande PAH et continuum) de HD97048 si on tient compte d'une masse de poussière de  $40 M_{\oplus}$ . Cette masse est de l'ordre de grandeur de celle estimée pour les corps parents des disques de débris. Cet objet, d'un âge compris entre 1.5 et 3 millions d'années, possède donc un disque évasé supporté par le gaz, en équilibre hydrostatique, dans lequel la poussière (composée de silicate, carbone et PAHs) et le gaz sont bien mélangés. Compte tenu de la masse et géométrie du disque, les planètes ne peuvent pas se former dans les régions externes du disque par instabilités gravitationnelles mais des embryons sont probablement déjà présents dans les régions internes ( $\leq 5$  AU). Le disque observé autour de HD97048 est donc un bel exemple de disque protoplanétaire et fera probablement l'objet de multiples campagnes d'observations, notamment pour résoudre les zones les plus internes du disque, là où des embryons de planètes existent peut-être déjà.

Enfin, les observations spectroscopiques de VISIR autour de 17  $\mu\text{m}$  ont permis de mettre en évidence la présence de gaz tiède (d'hydrogène moléculaire) associé à l'étoile HD97048

et à son environnement circumstellaire. Les premiers niveaux d'énergie de  $H_2$  étant peuplés par collisions, seul le rapport des raies  $S(0)$  et  $S(1)$ , à 28 et 17 microns respectivement, permet de déduire la température cinétique du gaz. Dans une étude actuellement en cours, nous allons estimer la quantité de gaz présente dans le disque, en posant quelques hypothèses sur les conditions physiques dans lesquelles se trouve le  $H_2$ . Pour la première fois, il va être possible d'évaluer une valeur du rapport gaz-sur-poussière dans le disque d'une étoile de Herbig Ae. La connaissance de ce rapport est cruciale pour la compréhension de l'évolution des disques autour de ces étoiles dans le cadre de la formation planétaire.

Ce travail de thèse ne constitue qu'une étape vers une meilleure connaissance de l'environnement circumstellaire des étoiles Herbig Ae, et ouvre de nombreuses perspectives de recherche. J'ai montré que moins de 50% d'un petit échantillon d'étoiles HAeBe (7) étaient étendues. Ceci implique que le phénomène de disque est plutôt courant comme on le pensait et que sa compréhension est nécessaire pour expliquer la formation des planètes. Ces détections ont permis d'apporter de fortes contraintes sur la modélisation des disques dans ce type d'objet.

Peu de disques ont été visualisés aux longueurs d'ondes de l'IR moyen et il est pour l'instant difficile de faire une vaste étude statistique sur l'extension spatiale de la matière circumstellaire présente autour des étoiles HAe. Cependant, les PAHs se sont révélés être un puissant outil pour l'étude de la structure géométrique des disques évanes autour des étoiles Herbig Ae. Avec les progrès des moyens d'observations, comme VISIR ou MIDI sur le VLT ou encore ALMA, JWST et ELT, c'est l'amorce de la haute résolution spatiale qui va permettre à ce domaine de se développer. Il sera possible de faire des études plus quantitatives et d'avoir accès à la mesure de la densité de surface de ces disques, essentielle pour les modèles de formation planétaire.

De plus, étant associée à tous les programmes de temps garanti de VISIR sur les disques protoplanétaires autour d'étoiles pré-séquence principale de masse intermédiaire, il me sera possible de faire une étude statistique sur une vingtaine de sources afin d'élaborer un schéma évolutif plus précis pour ce type d'objets. VISIR ne donne des contraintes que sur les parties externes des disques ( $\geq 30$  AU). Les données NACO que j'ai obtenues (programme 075.C-0668) vont me permettre d'observer les parties internes et ainsi contraindre la structure des disques à toutes les échelles. En plus d'observer la géométrie des régions internes avec le VLTI, il est possible avec les spectres pris par cet instrument, d'accéder aux propriétés physiques des grains (taille/crystallinité) en fonction de la distance jusqu'à 2 AU de l'étoile centrale.

Du point de vue de la modélisation, je vais continuer à collaborer avec Kees Dullemond au cours d'un éventuel postdoc. Il faut étudier plus en détails la sédimentation et la coagulation des grains dans le plan médian du disque, plus précisément de quelle façon et sur quelle période de temps les grains se déplacent dans le disque. Ces processus ne se déroulent pas dans un disque statique : ils commencent dès la formation de celui-ci et se poursuivent alors que le disque devient visqueux et se dissipe. Il faudra donc tenir compte de l'évolution du disque dans les modèles.

Les PAHs jouent un rôle dans le bilan thermique des milieux observés mais également

## Conclusion

dans les mécanismes de formation du  $H_2$  à la surface des grains. La détection de l'hydrogène moléculaire autour de HD97048 par VISIR offre donc de nouvelles opportunités en ce qui concerne le gaz dans l'environnement circumstellaire des étoiles Herbig Ae. Il faut également plus d'observations pour mieux contraindre les conditions physiques dans lesquelles se trouve le gaz et comprendre le couplage entre gaz et poussière. Dans ce sens, je collabore à deux projets d'observation dans l'environnement circumstellaire proche de HD97048 avec FUSE et UVES. Les observations en absorption avec FUSE donneront une indication sur l'environnement de l'objet et l'activité de l'étoile. Avec UVES, l'observation de CH et  $CH^+$  (intimement lié à  $H_2$  pour la formation et l'excitation) dans HD97048 (programme 078.C-0774, PI : Martin-Zaïdi) permettra de mieux contraindre l'excitation du  $H_2$  proche de l'étoile et donnera de nouvelles contraintes au modèle du disque.

# Annexe A

## Le diagramme de Hertzsprung Russel (HR)

Au début du XXe siècle, Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell étudièrent la relation entre la luminosité et la température de surface des étoiles. Ils arrivèrent indépendamment à la conclusion que la majorité des étoiles se trouvent dans une région précise d'un graphique luminosité-température. On désigne maintenant un tel graphique "diagramme de Hertzsprung-Russell" (ou plus simplement "diagramme HR", Fig. A.1). En effet, 80% des étoiles se situent sur une bande diagonale du graphique. On appelle cette bande *séquence principale*. Elle montre une relation de proportionnalité entre la température et la luminosité. La plupart des étoiles s'y retrouvent puisqu'elles passent la plus grande partie de leur vie sur la séquence principale. Les étoiles situées en dehors de la séquence principale sont soit au début soit en fin de leur vie. Ce sont, sauf pour les naines blanches, des phases transitoires de plus ou moins courte durée. Au début de sa vie, l'étoile est dans une phase pré-séquence principale<sup>1</sup> (PMS) qui dure plus ou moins longtemps suivant la masse de l'étoile. Puis, elle commence à brûler son hydrogène et se déplace sur le diagramme, le long de la séquence principale. À la fin de sa vie, elle quitte cette dernière et devient une géante puis une naine blanche.

---

<sup>1</sup>Étoiles qui ne sont pas encore entrées dans la phase évolutive durant laquelle elles consomment l'hydrogène de leur noyau, i.e. phase de séquence principale

Le diagramme de Hertzsprung Russel (HR)

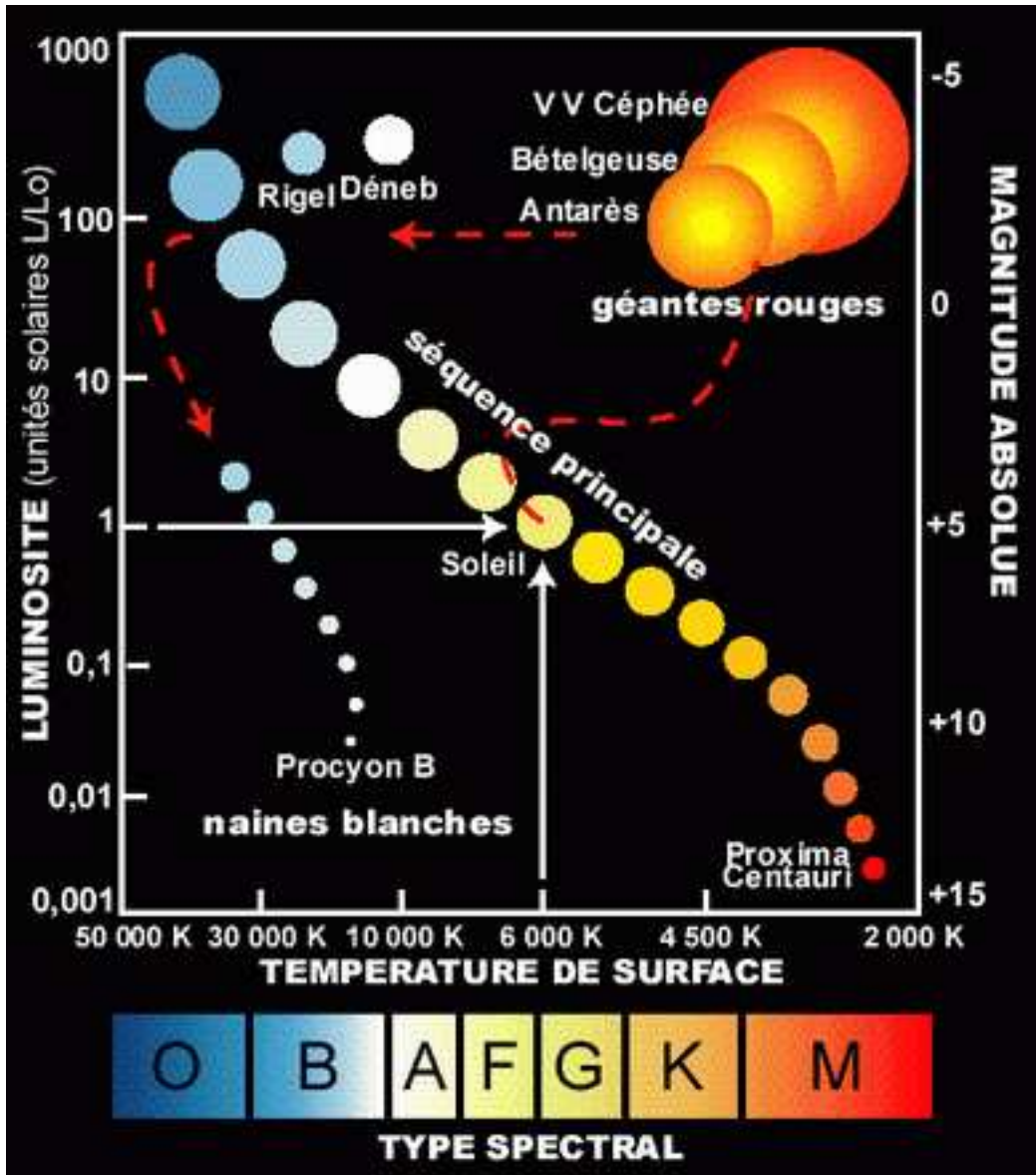


FIG. A.1 – Diagramme de Hertzsprung et Russel.



# Annexe **B**

## Articles à comité de lecture

**Doucet, C.**, Pantin, E., Lagage, P-O, Dullemond, C., 2006, A&A, accepté le 22 août 2006, *Mid-infrared imaging of the circumstellar dust around three Herbig Ae stars : HD135344, CQTau and HD163296.*

Lagage, P-O, **Doucet, C.**, Pantin, E., Habart, E., Duchêne, G., Ménard, F, Pinte, C., Charnoz, S., Pel, J-W, 2006, Science, in press, *A large flaring proto-planetary disk around a young intermediate-mass star.*

**Doucet, C.**, Habart, E., Dullemond, C., Pantin, E., Lagage, P-O, Pinte, C., Duchêne, G., Ménard, F., A&A, soumis le 18 octobre 2006, *HD97048 : a closer look to the disk.*

Poncelet, A., **Doucet, C.**, Perrin, G., Sol, H., Lagage, P-O, *An original interferometric study of NGC1068 with VISIR BURST mode images*, soumis le 20 décembre 2006.



# Mid-InfraRed imaging of the circumstellar dust around three Herbig Ae stars : HD 135344, CQ Tau, HD 163296 \*

C. Doucet<sup>1</sup>, E. Pantin<sup>1</sup>, P.O. Lagage<sup>1</sup>, and C. P. Dullemond<sup>2</sup>

<sup>1</sup> AIM, Unité Mixte de Recherche CEA - CNRS - Université Paris VII - UMR 7158, DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>2</sup> Max-Planck-Institut für Astronomie Heidelberg, Königstuhl 17, Heidelberg, Germany

Preprint online version: September 8, 2006

## ABSTRACT

**Aims.** Planet formation has been known for many years to be tied to the spatial distribution of gas and dust in disks around young stars. To constrain planet formation models, imaging observations of protoplanetary disks are required.

**Methods.** Given this, we have undertaken a mid-infrared imaging survey of Herbig Ae stars, which are pre-main sequence stars of intermediate mass still surrounded by a large amount of circumstellar material. The observations were made at a wavelength of 20.5  $\mu\text{m}$  with the CAMIRAS camera mounted at the Cassegrain focus of the Canada France Hawaii Telescope.

**Results.** We report the observations of three stars, HD 135344, CQ Tau, and HD 163296. The circumstellar material around the three objects is spatially resolved. The extensions feature a disk-like shape. The images provide direct information on two key parameters of the disk: its inclination and its outer radius. The outer radius is found to be quite different from the one deduced from disk models, which is only constrained by fitting the Spectral Energy Distribution of the object. Other parameters of the disk, such as flaring and dust mass have been deduced from fitting both the observed extension and the spectral energy distribution with sophisticated disk models.

**Conclusions.** Our results show how important imaging data are to tighten constraints on the disk model parameters.

**Key words.** Circumstellar matter – Stars : formation – Stars : pre-main-sequence – individual objects : HD 163296, CQ Tau, HD 135344

## 1. Introduction

The formation of circumstellar disks is a natural outcome of the star formation process by which a molecular core collapses to form a star (Shu et al. 1987). Circumstellar disks can outlive the period during which stars form and still be present when the star is in its Pre-Main-Sequence (PMS) phase. In these disks, composed of gas and dust, various physical processes can lead to the growth of dust grains and eventually to the formation of planets. Understanding the physical conditions that prevail in these objects is of crucial importance when studying planet formation.

The study of circumstellar disks is a rapidly developing field, both from the observational and the modeling points of view (e.g., Natta 2004 and references there-in). The Infrared Space Observatory (ISO) has given clues about the dust composition of a sample of isolated HAeBe systems (Bouwman et al. 2001; Meeus et al. 2001). While these spectra reveal the composition of the dust, no direct information concerning the spatial distribution of the different dust species can be inferred from the ISO data. Most studies so far have used the Spectral Energy Distributions (SEDs)

to put constraints on the spatial distribution of the circumstellar material.

Models of protoplanetary disks are increasingly successful at accounting for much of the observed properties. For instance, they can justify that disks' SEDs are generally rather flat in  $\nu F_\nu$ , where  $\nu$  is the frequency and  $F_\nu$  the flux (Kenyon & Hartmann 1987). Furthermore, models can explain that dust features are almost all seen in emission ((Calvet et al. 1991), (Chiang & Goldreich 1997), hereafter CG97), reveal the presence of a near-infrared excess in the SEDs of Herbig Ae stars (Natta et al. 2001; Dullemond et al. 2001, hereafter DDN01), and interpret the differences observed in the far-IR excesses (Dullemond et al. 2002; Dullemond & Dominik 2004). Fitting the SED only allows us to make conjectures about the disks' geometrical appearance; spatially resolved imaging data of those disks are absolutely necessary to verify theories and models' assumptions. For instance, key parameters, such as the disk surface density profile with radius, are still very poorly constrained when fitting SEDs.

Mid-infrared imaging observations from a large ground-based telescope are potentially well suited to bringing spatial information on disks around Herbig Ae (HAe) stars. HAe stars represent the middle stage of PMS evolution of intermediate-mass stars ( $\sim 2\text{-}3 M_\odot$ ); they are bright enough to heat sub-micron dust grains at 100 AU to a temperature of about 150 K. Grains at such a temperature have their peak of thermal emission in the mid-InfraRed (mid-

Send offprint requests to: C. Doucet,  
e-mail: doucetc@cea.fr

\* Based on observations obtained at the Canada France Hawaii Telescope (CFHT), which is operated by the national Research Council of Canada, the Institut National des Sciences de l'Univers of the Centre National de la Recherche Scientifique of France, and the University of Hawaii.

IR). The diffraction limited angular resolution achievable with a 3.6 meter class telescope in the mid-IR, 0.6/1.2 arcsec at 10/20  $\mu\text{m}$ , corresponds to a distance of 60/120 AU for a star located at a typical distance of 100 pc, and thus allows for a relatively good sampling of disks whose sizes range up to several hundreds of AU. The first attempts to resolve the spatial structure of the circumstellar material around HAe stars were performed with multi-aperture observations with a single bolometer; emissions extending up to large distances from the star (more than 5 arcsec) were found around 3 objects HD 97048, HD 97300, and HD 176386 (Prusti et al. 1994). Such extended emissions were attributed to the emission from large molecules and small grains transiently heated by starlight and distributed in a dust shell with a large inner radius, probably a remnant from the cloud from which the star was born. It is only with the advent of mid-IR cameras that the full potential of mid-IR observations to study disk structures was achieved. Single dish observations have revealed the disk structure in the 500 AU (Astronomical Units) range around two HAe stars: AB Aur (Marsh et al. 1995; Pantin et al. 2005) and HD 100546 (Grady et al. 2001; Liu et al. 2003). Interferometric observations have allowed for the probing of the innermost regions of the disk (1-10 AU), and numerous objects have been observed (Millan-Gabet et al. 2001; Tuthill et al. 2002; Wilkin & Akeson 2003; Leinert et al. 2004; Liu et al. 2005). Mid-IR single dish observations have now clearly demonstrated in a few examples that they can provide unique information on the disk structure, although the constraints brought on the disk modeling by such spatial information have not yet been fully exploited.

In this paper, we are interested in both increasing the number of HAe for which information on the mid-IR spatial extension is available, and in using this information, in combination with the already existing SED measurements between 1 and 100  $\mu\text{m}$ , to constrain the parameters of the disk models developed these last years. The paper is organized as follows: the observations and data reduction are described in Sect. 2. Section 3 deals with the results, in terms of spatial extensions. In Sect. 4, a first, simple approach is used to establish the disk inclination, and in Sect. 5, we describe the 2-D radiative transfer code used to reproduce the observations. A discussion of the results follows in Sect. 6. Conclusions are drawn in Sect. 7.

## 2. Observations and data reduction

We have observed a sample of three Herbig Ae stars: HD 135344, CQ Tau, and HD 163296. Table 1 presents the main stellar parameters of the sample. The objects were selected from the catalogue of Thé et al. (1994) and Malfait et al. (1998) according to the following criteria: the objects are bright in the mid-IR, relatively close, and isolated, i.e., not associated with extended diffuse emission due to the parental cloud.

CQ Tau is located at a distance of  $100^{+25}_{-17}$  pc and has an age of 10 Myr (Natta et al. 2001; van den Ancker et al. 1998). HD 163296 is at a distance of  $122^{+13}_{-16}$  pc and has an age of  $7 \pm 5$  Myr (van Boekel et al. 2005). The distance and age of HD 135344 are more controversial. Until 2001, a distance of 84 pc (Meeus et al. 2001) with an age of  $17 \pm 3$  Myr (Thi et al. 2001) were used for this object. But, in a recent paper (van Boekel et al. 2005), the distance was

re-evaluated to  $140 \pm 42$  pc and the age to  $8 \pm 4$  Myr; these latter values will be used in the following.

The observations were performed with the mid-IR camera CAMIRAS (Lagage et al. 1992) installed as a visiting instrument at the Cassegrain focus of the Canada France Hawaii Telescope (CFHT). The camera is equipped with a Boeing 128x128 pixels Blocked Impurity Band (BIB) detector sensitive up to a wavelength,  $\lambda$ , of  $\sim 27$   $\mu\text{m}$ . A filter centered at 20.5  $\mu\text{m}$  with a Full Width Half Maximum (FWHM) bandpass,  $\Delta\lambda$ , of 1.11  $\mu\text{m}$  was used. The Pixel Field of View (PFoV) on the sky was 0.29 arcsec; such a PFoV provides a good sampling of the diffraction pattern, which is of 1.5 arcsec FWHM.

The objects were observed between March 18, 2000 and March 24, 2000. During the run, seeing and weather conditions were extremely favorable and stable in time. HD 163296 and CQ Tau were observed at a median airmass of 1.4, and HD 135344 at an airmass around 1.9, which is the best achievable when observing from CFHT. Standard chopping and nodding techniques were applied to suppress atmosphere and telescope background emissions; the chopping throw was 16 arcsec to the North and the frequency used was 3.33 Hz; the nodding amplitude was 20 arcsec to the West. The nodding direction was perpendicular to the chopping direction, to get the best spatial resolution; given the low chopping and nodding throw and the field of view of the camera, the source always remained within the detector field of view and the obtained images thus contain 4 beams (2 positive, 2 negative). Given the huge photon background in the mid-IR, the elementary integration time was set to 15 ms, and the images were co-added in real time to store only two co-added images (one for each chopping position) every second.

The basic data reduction is standard. The data cubes of one observation are carefully stacked with the rejection of corrupted planes. A shift-and-add procedure is applied to each cube of images using a correlation based method with a re-sampling factor of 8:1. The four beams are then combined in one image by a source extraction algorithm followed by a shift-and-add procedure. Finally, flux calibration is achieved via aperture photometry of a set of photometric standard stars such as  $\alpha$ Tau,  $\alpha$ Boo,  $\beta$ Gem, or  $\gamma$ Dra (Cohen et al. 1999). The photometry gives a total flux of  $6.3 \pm 0.6$  Jy for HD 135344,  $23 \pm 3$  Jy for CQ Tau, and  $18 \pm 4$  Jy for HD 163296, in good agreement with the IRAS values (Tab. 1).

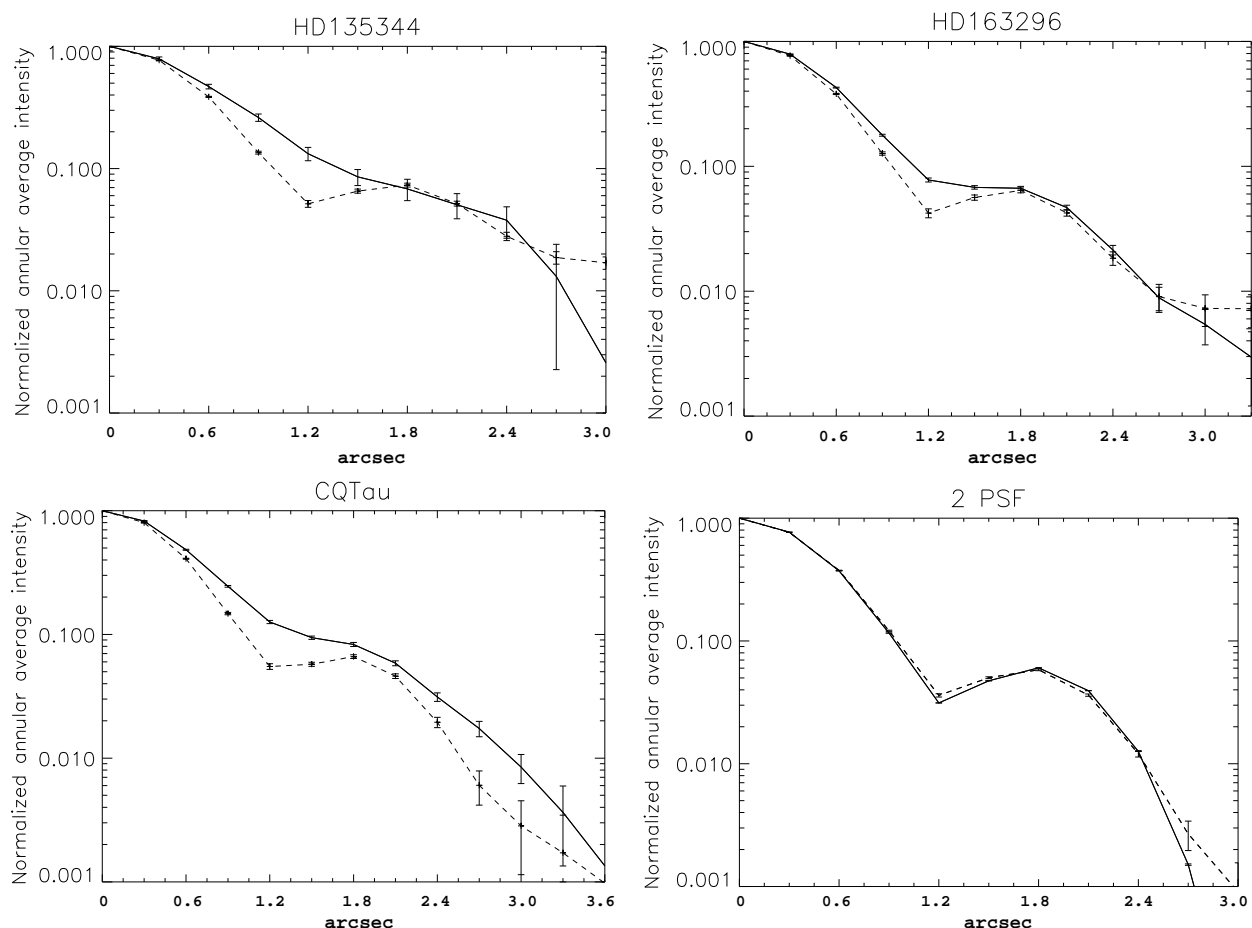
## 3. Extended emission

The three objects of the sample are spatially resolved. This can be seen in Fig. 1 where we have compared the average annular profile of the object with those of the Point Spread Function (PSF), obtained from the observation of a reference point-like star. Extended emission is detected up to 100-300 AU.

We carefully checked that the observed extensions are not artifacts, but the result of true extended emission from the objects. Several arguments lead us to reject explanations of the extensions in terms of temporal variations of the PSF between the observation of the object and the observation of the reference star. One possible cause of such temporal PSF variations could be variations of the seeing. This hypothesis is however rejected for the following rea-

**Table 1.** Properties of the three Herbig Ae stars observed with the CAMIRAS mid-InfraRed camera. First two columns: coordinates of the objects (right ascension and declination); third column: their spectral type; fourth column: their distance, as deduced from Hipparcos data; fifth column: flux in the IRAS 25  $\mu\text{m}$  band; sixth column: flux at 20  $\mu\text{m}$  obtained in this paper; seventh column: age of the objects in Myrs. *References:* (1) Coulson et al. (1998), (2) Dominik et al. (2003), (3) Jayawardhana et al. (2001), (4) Meeus et al. (2001), (5) Mannings & Sargent (1997), (6) Mannings & Sargent (2000), (7) Natta et al. (2001), (8) Sylvester et al. (1996), (9) Testi et al. (2001), (10) Thi et al. (2001), (11) van Boekel et al. (2005), (12) van den Ancker et al. (1998).

Object	RA (2000)	Dec (2000)	Spectral type	Distance (pc)	F <sub>25</sub> (Jy)	F <sub>20</sub> (Jy)	age (Myrs)	References
HD 135344	15 15 48.4	- 37 09 16	F4V	140 <sup>+42</sup> <sub>-42</sub>	6.7	5 $\pm$ 1	8 $\pm$ 4	1,2,4,8,10,11
HD 163296	17 56 21.4	- 21 57 20	A3Ve	122 <sup>+13</sup> <sub>-16</sub>	21	18 $\pm$ 4	7 $\pm$ 5	3,4,5,11,12
CQ Tau	05 35 58.4	+24 44 54	A1-F5IVe	100 <sup>+23</sup> <sub>-17</sub>	20.6	23 $\pm$ 3	10	6,7,9,12



**Fig. 1.** Annular averages intensity aperture for the source (solid line) and PSF (dashed line) normalized to the peak value, as a function of radius. The errors drawn are 1  $\sigma$ -errors RMS. The reference star for HD 135344 is  $\alpha$  Boo, for HD 163296  $\gamma$  Dra, and for CQ Tau,  $\beta$  Gem. The plot labeled '2 PSF' shows two reference stars,  $\alpha$  Boo and  $\gamma$  Dra, as observed on the March 24, 2000. Although the two reference stars have very different fluxes ( $\gamma$ Dra with 43 Jy and  $\alpha$  Boo with 170 Jy (Van Malderen et al. 2004)), the two profiles are similar.

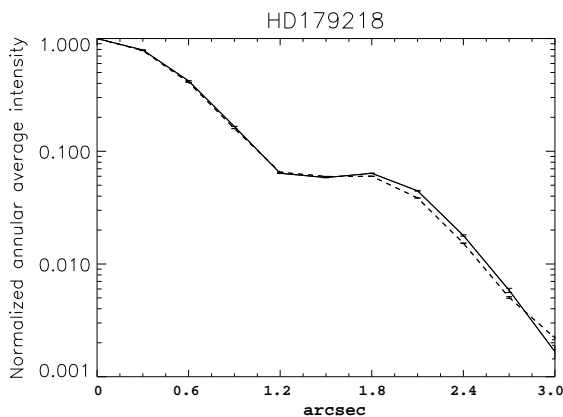
sions. First, concerning the limitations of the spatial resolution, the seeing contribution at 20.5  $\mu\text{m}$  is negligible with respect to the diffraction: for a typical seeing value of 0.8'' FWHM in the visible range, one can estimate a seeing contribution at 20.5  $\mu\text{m}$  around 0.4'', when using the  $\lambda^{(-1/5)}$  scaling law; thus, seeing induces PSF changes of the order of 1 pixel FWHM, which is much smaller than the widths of observed extensions. Secondly, the seeing was quite stable during the observations; thus we estimated seeing variation effects to be much lower than one pixel. Note also that two of the objects were observed during different

nights. HD 135344 was observed for four different nights: on March 18, 2000 (exposure time 6 mn), on March 19 (exposure time: 3 mn), on March 21 (exposure time: 6 mn), and on March 24, (exposure time: 2 mn 30). Its extension is confirmed over the 4 nights. CQ Tau was observed during 2 different nights on March 20, and on March 21 (respectively, with 3 and 6 mn of integration time) and is spatially extended in both datasets. HD 163296 was observed only once (exposure time: 3 mn) on March 24.

Another possible source of fake extensions could be chromatic effects. Indeed, HAe stars have large infrared

excesses, and thus have SEDs quite different from that of the PSF reference stars. Any filter leak, either on the blue or on the red side of the nominal filter bandpass, would then potentially lead to PSF variations between point-like HAe objects and PSF reference stars. We double-checked the filter transmission at the operating temperature of the filter (10K) using a Fourier Transform Spectrometer with a spectral resolution of  $4 \text{ cm}^{-1}$ . The rejection rate outside the filter bandpass is typically better than  $10^{-3}$ . We simulated the PSF variations due to such a filter using the mid-IR spectra of the objects obtained with ISO (Meeus et al. 2001) for two of the three extended objects; (CQ Tau was not observed by ISO SWS). The simulated PSF variations lead to some extended emission, but much fainter than observed, both in intensity and in spatial extension. Thus, an explanation of the observed extensions in terms of chromatic variations of the PSF can be discarded.

Note also that not all the HAe stars observed are extended. To make a comparison, a far away HAe star, with a similar (even greater) IR excess, HD 179218 located at 240 pc (Meeus et al. 2001), was observed. This object does not show extended emission at  $20.5 \mu\text{m}$  (Fig. 2). This is an additional argument to conclude that the extension observed in HD 135344, CQ Tau, and HD 163296 is really due to an extended emission from the objects.



**Fig. 2.** Same as Fig. 1, to make a comparison with HD 179218 for which there is no extended emission detected.

#### 4. Inclination of the disk

Extensions around two out of the three objects, namely CQ Tau and HD 163296, were already observed at other wavelengths. Testi et al. (2001) have resolved the emission around CQ Tau at 7 mm and concluded that it was compatible with a disk-like geometry. Grady et al. (2001) have obtained coronagraphic images of HD 163296 with the Space Telescope Imaging Spectrograph on board the *Hubble Space Telescope*, which revealed a circumstellar disk with a radius of 450 AU. Therefore, our modeling of the extensions seen in the mid-IR range assumes *a priori* a disk-like geometry.

Disks inclinations can be relatively easily determined if their emissions are spatially resolved. However, HAe disks

**Table 2.** Parameters of the elliptical fit of the image. In the first column, the inclination of the disk (0 degree means a faced-on disk). The position angle (PA) of the disk on the sky is measured counter-clockwise from the North. The distance corresponds to the maximum distance at which the disk is detected in the  $20 \mu\text{m}$  observations. The brightness level in the last column corresponds to the brightness of the maximum distance at which the disk is detected here.

	i	PA	Distance	Brightness level
	(deg)	(deg)	(AU)	( $\text{mJy}/''^2$ )
HD 135344	$46 \pm 5$	$100 \pm 10$	210	170
HD 163296	$60 \pm 5$	$105 \pm 10$	215	135
CQ Tau	$33 \pm 5$	$120 \pm 10$	290	129

are generally dominated in the mid-IR by the innermost regions (1-30 AU). Our goal was to detect the emission from the *intermediate* regions of the disks (30-200 AU). The disk emission can be decomposed, in our image, into a central *unresolved* component plus an extended one (whose geometry should reflect the true disk geometry at the distance scales achievable for our data). We first removed the "point-like" central emission component by subtracting a scaled PSF from the image of the object. The parameters of the point-like component (intensity, position) were computed automatically using a penalty functional (to avoid any visual bias) and then cross-checked visually using a dedicated graphical interface built in IDL. The resulting image, called *residuals*, is free from the central emission, so that the extended emission is enhanced and it is easier to determine the disk geometry. For each target, this processing was done using all available PSF measurements. The errors on the putative extensions were assessed when applying the same procedure to two PSF reference stars and, when possible, when comparing the extensions obtained from different nights. The results are shown in Figs. 6, 7, and 8.

The first result is the elliptical shape of the extensions, which is characteristic of the emission of disks inclined with respect to the line of sight. An ellipse fit of the residuals gives an estimate of the disks' inclinations and position angles. The results in terms of inclination and position angles are shown in Table. 2.

The inclination of  $33^\circ \pm 5$  found here for CQ Tau is in the middle range of values found in the literature, which range from  $63^\circ$  (Testi et al. 2001) to  $14^\circ$  (Dent et al. 2005); in between we can find  $48^\circ \text{ }^{+4^\circ}_{-3^\circ}$  ( $PA = 105^\circ \pm 5$ ) (Eisner et al. 2004).

For HD 163296, the disk inclination of  $60^\circ \pm 5^\circ$  is in good agreement with that found by Mannings & Sargent (1997) of  $58^\circ$ . Concerning the position angle of the disk, Mannings & Sargent (1997) found  $126^\circ \pm 3$  with CO observations, and Grady et al. (2000) found  $140^\circ \pm 5$  thanks to optical coronagraphic images. We found a value of  $105^\circ \pm 10$  when fitting our mid-IR data. This difference in the position angle could be related to the fact that our data are only sensitive to warm dust whose geometry could slightly differ from that seen at shorter or longer wavelengths, if the disk contains, for instance, non axisymmetric structures.

## 5. Modeling

We used a relatively simple parameterized model to investigate the dependence of the emission in the mid-IR on each parameter. We consider disks heated by irradiation from the central star. The density profile of the gas is parameterized as a function of  $r$  (radius) and  $z$  (vertical height above the disk mid-plane):

$$\rho(r, z) = \frac{\Sigma(r)}{\sqrt{2\pi}H_p(r)} \exp\left(-\frac{z^2}{2H_p(r)^2}\right) \quad (1)$$

and it is assumed that the dust is well mixed with the gas. The surface density is assumed to follow a power-law in radius:  $\Sigma(r) = \Sigma_0(r/r_0)^{-p}$ , with  $r_0$  a fiducial radius. The scale height of the disk  $H_p(r)$  is also assumed to be a power-law:  $H_p(r) = H_0(r/r_0)^q$ . The inner radius of the disk ( $r=R_{in}$ ) is located at the dust evaporation radius (1400 - 1500K for silicate dust). The inner boundary (rim) is directly exposed to the stellar flux and is puffed up since it is hotter than the rest of the disk. Here, we mimic the puffing-up of the rim predicted by DDN01 by a specified value of  $H_{p,in}$  at  $r = R_{in}$ , which is a parameter of the model. It should be noted that whether such an inner rim is indeed puffed-up is still a matter of debate. Moreover, Isella & Natta (2005) have shown that the rim is probably rounded-off due to the density-dependence of the dust sublimation temperature. This effect is not included here.

For the dust opacities, we use those of Draine & Li (2001). We use a MRN (Mathis et al. 1977) distribution of grains ( $n(a) \propto a^{-3.5}$ ) with a size between 0.01 and 0.3  $\mu\text{m}$ . It is the disk surface layer that dominates the SED in the mid-IR range. The emission of the surface is made by small grains that trace the disk geometry. We will focus on this component in this paper. Since the objects have no PAH (Polycyclic Aromatic Hydrocarbon) emission (or only a weak one in the case of HD 135344), we do not take into account this population of grains.

Once the density profile is set, and the dust opacities and stellar parameters are given, the code RADMC (Dullemond & Dominik 2004; Pontoppidan & Dullemond 2005) solves the temperature structure of the disk with a Monte-Carlo method using a variant of the algorithm of Bjorkman & Wood (1997). This Monte-Carlo code also produces the source terms for scattering, in the isotropic-scattering approximation. With a ray-tracing tool (which is part of the code RADICAL, see Dullemond & Turolla (2000) for a detailed description) the SED and images can then be produced and compared to the observations. Comparative images are obtained by first resampling the maps to the CAMIRAS sampling and then by convolving them with the PSF.

## 6. Comparison model versus observation

For each object, the best model should simultaneously fit the SED (Fig. 4) and the extension found at 20.5  $\mu\text{m}$  with our observations (Fig. 3). Concerning HD 135344 and HD 163296, we used mainly the ISO spectrum to constrain the SED; as far as CQ Tau is concerned, IRAS photometry and BASS points obtained by Grady et al. (2005) are used. Figure 5 shows the structure of the disk in terms of pressure and surface scale height.

Multiple runs of the model are performed until a satisfactory fit to the observed spectrum and the extension

found at 20.5  $\mu\text{m}$  is obtained. In the fitting procedure, the stellar parameters ( $T_{eff}$ ,  $M_*$ ,  $R_*$ , see Table 3), the dust evaporation temperature (i.e., the position of the inner rim) at 1400 K, the outer radius and the inclination of the disk, and the dust composition and size distribution are fixed. Other parameters, such as the pressure scale height for the inner rim (possibly puffed-up), the outer pressure scale height ( $H_0$ ), the power-law index of the pressure scale height (i.e.,  $q$ , which has been fixed in the case of flared disk to 9/7, a value determined by hydrostatic equilibrium (Chiang & Goldreich 1997)), the mass of the disk, and the power-law index of the surface density (i.e.,  $p$ ) are estimated. Fitting the SED gives one solution among several degenerate combinations. A minimum value of the outer radius is derived from 20  $\mu\text{m}$  observations, which is a very strong constraint on the true disk size, thus largely removing the degeneracy of the set of model parameters.

As first guesses, we used those parameters found when fitting the SED by Dominik et al. (2003) for HD 135344 and HD 163296, and those by Chiang et al. (2001) for CQ Tau. Trying to fit the SED, we focused mainly on the Near-IR and mid-IR regions. Indeed, those regions are the regions where most of the reprocessed stellar energy (by the disk's surface layer) emerged, and therefore are the most strongly affected by the model and the geometry of the disk. Not all the parameters are sensitive to the spatial distribution at 20.5  $\mu\text{m}$  (Table 4). The CAMIRAS images put a strong constraint on the minimum outer radius, and we have to find a solution with all the free parameters to reproduce the shape of the SED, the extension and the total flux at 20.5  $\mu\text{m}$ .

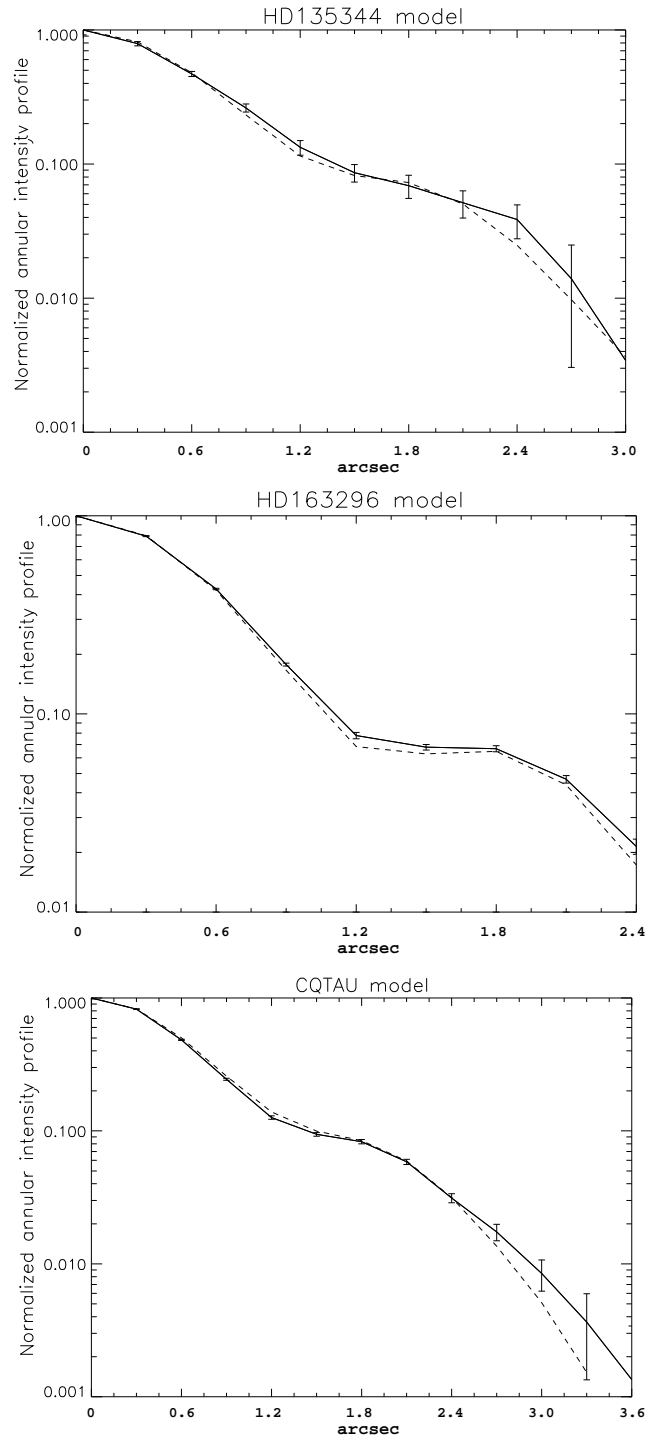
For HD 135344, the disk parameters deduced from fitting only the SED of HD 135344 were close to those that allow us to fit both the SED and our observations. For CQ Tau, in addition to previous studies fitting only the SED, we had to take into account the fact that the disk is quite extended at 20  $\mu\text{m}$  (about 300 AU) and is observed with an inclination of  $33^\circ \pm 5$ . The fast increase of the disk emission in the [10-30]  $\mu\text{m}$  range can be modeled only with a flared disk (with  $H_p^{out}/R_{out} > 0.1$ ). In the framework of our modeling, we found that the only manner to simultaneously obtain a quite low far-IR excess (as seen in the spectrum) with the observed extended 20  $\mu\text{m}$  emission is a low-mass disk of only 0.005  $M_\odot$  with a pressure scale height of 58 AU at 450 AU. The total flux in the infrared excess compared to the stellar flux is determined by the fraction of the central star energy intercepted by the disk. This covering fraction is linked to  $H_p^{out}/R_{out}$ , where the disk geometry thickness is maximum. Here, this parameter is the same as the previous study (energy conservation), but for a different outer radius. That means that the disk is less flared than deduced earlier. For CQ Tau we obtain a disk mass 10 times smaller than that already found (Testi et al. 2003; Chiang et al. 2001), and this mass only traces the small grains. The disk emission at mm wavelength is determined by the mid-plane grain and disk properties, and it is not affected by the nature of the surface dust. Consequently, in this paper, we have not tried to select the best parameters for the mid-plane dust to fit mm observations. Our underestimated flux at mm wavelength suggests that there must be big grains in the disk mid-plane of CQ Tau to recover the measured flux at these wavelengths (Testi et al. 2003).

HD 163296 is classified as a group II object (interpreted as being surrounded by a flat or self-shadowed disk); it should in principle be much more difficult to resolve the disk in the mid-IR range. Surprisingly, some extended mid-IR emission at  $20 \mu\text{m}$ , although less prominent than for group I objects, is however observed. In the modeling, we used the parameter found in Dominik et al. (2003), who modeled the SED with a flared disk cut at 50 AU, as a first guess. Here, we modified the large-scale pressure scale-height to mimic a weakly flared disk. The SED is well reproduced with a disk having little flaring (Fig. 4 and Table 3), while the extension at  $20 \mu\text{m}$  (Fig. 3) constrains the disk to have a minimum outer radius of 200 AU with a disk mass of  $0.01 M_{\odot}$ .

## 7. Conclusions and future work

We have shown the strength of mid-IR imaging to constrain the disk properties. There are still a very limited number of objects with spatially resolved extended emission, and it is not yet possible to draw statistical conclusions about the spatial structure of disk around HAe stars. With the advance of mid-IR instruments on 8-meter class telescopes, such as the VISIR (Lagage et al. 2004) instrument available on the MELIPAL Very Large Telescope (VLT) at the European Southern Observatory (ESO), higher angular resolution will be available and the field will further develop; more quantitative studies will be possible and the goal of retrieving detailed disk surface density profiles from the observations should be achievable.

Observations should not be limited to the  $20 \mu\text{m}$  atmospheric window; observations in the  $10 \mu\text{m}$  atmospheric window are also very promising, especially for those HAe stars whose spectra feature the so-called PAH bands' features at  $3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.2, 12.7 \mu\text{m}$ . PAH bands are attributed to vibrational relaxation of UV-pumped Polycyclic Aromatic Hydrocarbon molecules containing about 50-100 carbon atoms (Allamandola et al. 1989; Puget & Leger 1989). Their emission, as a function of the distance  $r$  to the star, drops with a  $r^{-2}$  power-law, much slower than thermal emission from large grains in thermal equilibrium. PAH's emission is thus a promising probe for studying flaring disks at large distances from the star, with the good angular resolution now achieved on large ground-based telescopes at 10 microns. One clear method of improving the field over the next few years would be to use sophisticated models to fit a combination of interferometric and single dish observations in the near- and mid-IR, which probe the innermost and intermediate disk regions, respectively.



**Fig. 3.** Annular average intensity aperture normalized to the peak for the observations (*full line*), model (*dashed line*), and the PSF associated (*dot-dashed line*). We have constructed an image with the DD04 model that we have convolved with the PSF of the associated night. The error in the profile comes from the noise RMS in the image.



**Table 3.** Stellar properties and fit parameters. The stellar parameters of CQ Tau are taken in Chiang et al. (2001). For HD 135344 and HD 163296, the parameters are taken from Meeus et al. (2001) and van Boekel et al. (2005).  $H_p^{in}/R_{in}$  characterizes the puffed inner rim.  $q$  is the power-law index of the scale height and  $p$  that of the surface density.  $H_p^{out}/R_{out}$  characterizes the flaring angle of the disk. The last column is the flux at  $20.5 \mu\text{m}$  calculated from the modeled image.

Object	Distance (pc)	$M_*$ ( $M_\odot$ )	$T_{eff}$ (K)	$R_*$ ( $R_\odot$ )	$R_{in}$ (AU)	$H_p^{in}/R_{in}$	$R_{out}$ (AU)	$H_p^{out}/R_{out}$	$p$	$q$	$i$ (degrees)	F( $20.5 \mu\text{m}$ ) (Jy)
HD 135344 (DDN03)	84	1.3	6750	2.1	0.24	0.065	800 <sup>a</sup>	0.21	0.8	9/7	60	-
HD 135344 (in this study)	140	1.3	6750	2.1	0.24	0.065	200	0.12	0.8	9/7	45	5.7
HD 163296 (DDN03)	122	2.5	10500	1.7	0.45	0.033	50	0.07	0.2	9/7	65	-
HD 163296 (in this study)	100	2.5	10500	1.7	0.45	0.033	200	0.05	1.	1.07	60	16.6
CQ Tau (Chiang2001)	100	1.7	7130	1.3	0.23	0.0002	180	0.13	1.5	9/7	-	-
CQ Tau (in this study)	100	1.7	7130	1.9	0.23	0.018	450	0.13	0.3	9/7	33	20

<sup>a</sup> Disk size compatible with new measurement due to the re-evaluation of the distance.

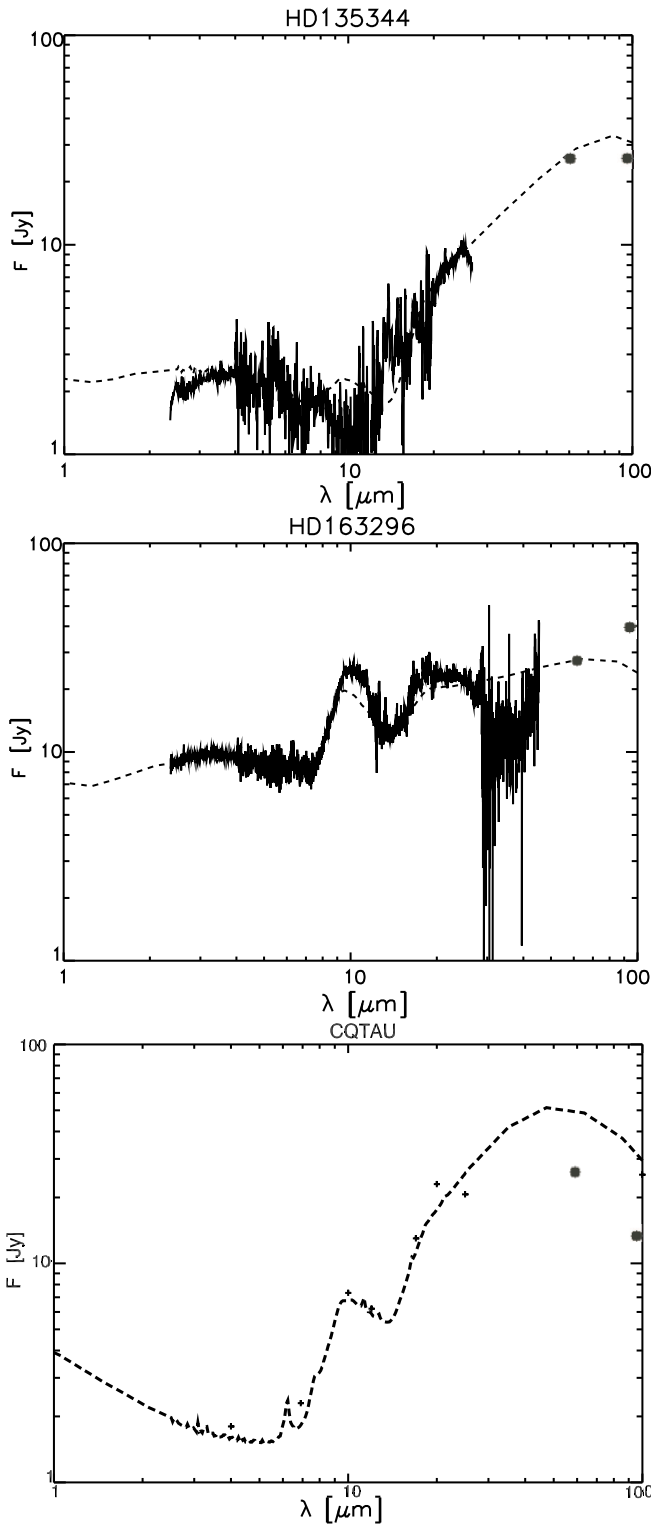
**Table 4.** Effects of the free parameters of the model on the SED and spatial distribution of the  $20.5 \mu\text{m}$  emission in the CAMIRAS image.

Parameter	Influence on SED	Spatial distribution at $20.5 \mu\text{m}$
$\Sigma_0$	Influence on the total flux in the mid-IR and more strongly for $\lambda \geq 60 \mu\text{m}$	No influence
$p$	No influence in the mid-IR	Little influence
$H_p^{in}/R_{in}$	Modifies contrast mid-/near-IR (structure inner rim/shadow)	No influence (inner rim + shadow in the first pixel)
$q$	Modifies the whole shape of the SED	Large influence
$H_p^{out}/R_{out}$	Modifies flux in the mid- and far-IR	Little influence
$R_{out}$	Modifies far-IR emission	Large influence

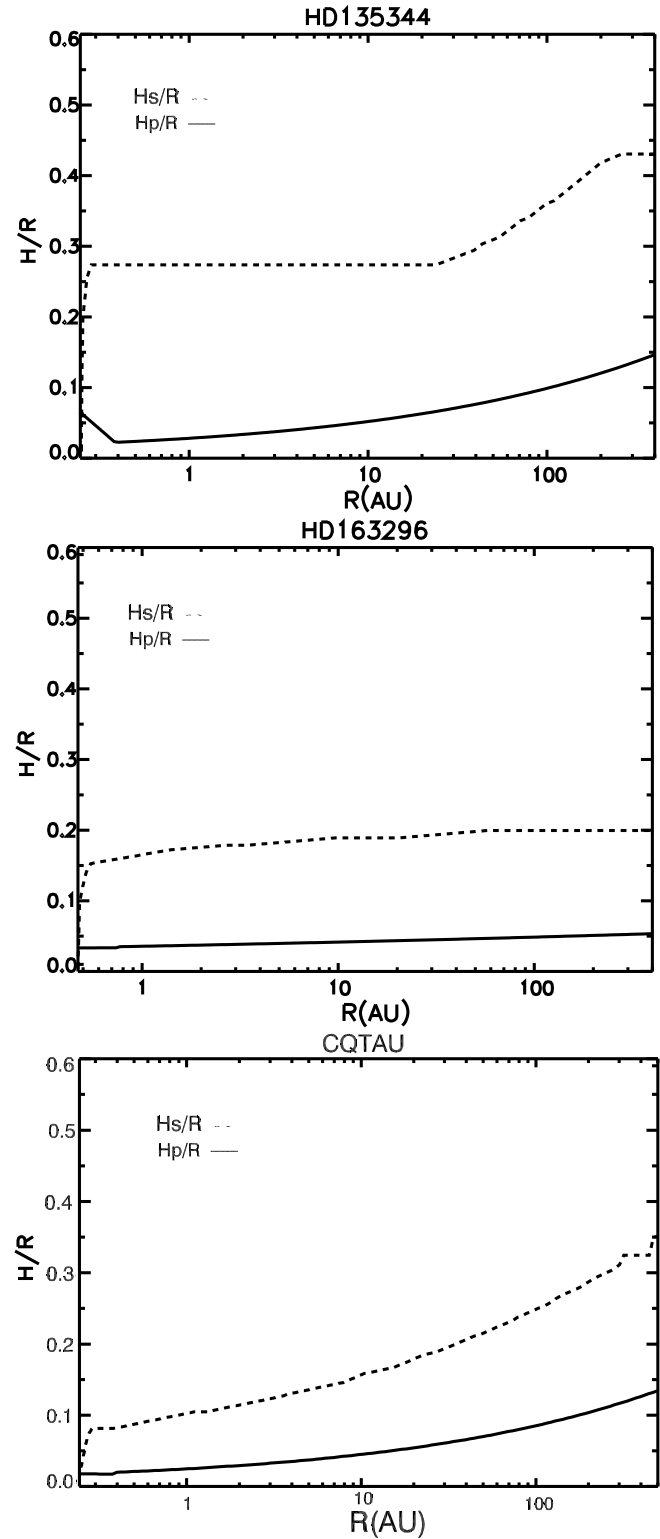
*Acknowledgments.* We are gratefully indebted to P. Masse, R. Jouan, and M. Lortholary for their assistance with the CAMIRAS instrument, A. Claret in efficiently supporting us in our observations, as well as to the staff of CFHT/Hawaii for their support during the observing runs. CD wishes to thank J. Bouwman and E. Habart for very helpful discussions and advice.

## References

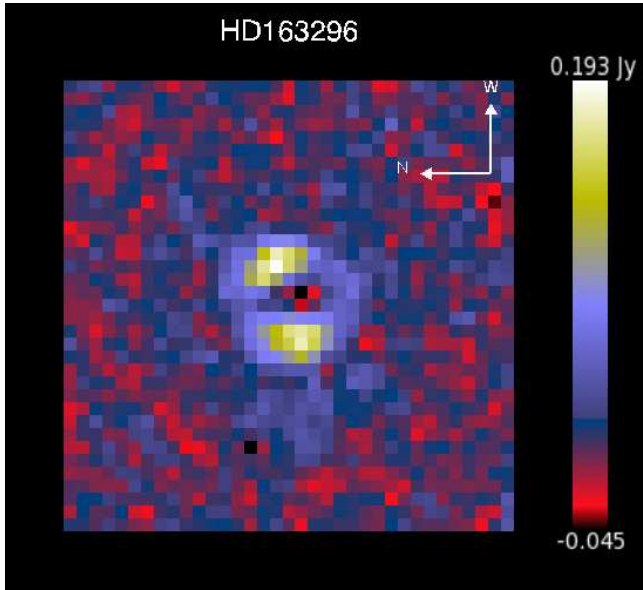
- Allamandola, L. J., Tielens, G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *ApJS*, 71, 733
- Bouwman, J., Meeus, G., de Koter, A., et al. 2001, *A&A*, 375, 950
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, *ApJ*, 380, 617
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, *AJ*, 117, 1864
- Coulson, I. M., Walther, D. M., & Dent, W. R. F. 1998, *MNRAS*, 296, 934
- Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Draine, B. T. & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004, *A&A*, 417, 159
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Dullemond, C. P. & Turolla, R. 2000, *A&A*, 360, 1187
- Dullemond, C. P., van Zadelhoff, G. J., & Natta, A. 2002, *A&A*, 389, 464
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, *ApJ*, 544, 895
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, *AJ*, 122, 3396
- Grady, C. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 2005, *ApJ*, 630, 958
- Isella, A. & Natta, A. 2005, *A&A*, 438, 899
- Jayawardhana, R., Fisher, R. S., Telesco, C. M., et al. 2001, *AJ*, 122, 2047
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Lagage, P. O., Jouan, R., Masse, P., Mestreau, P., & Tarrius, A. 1992, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, ed. M.-H. Ulrich, 601–+
- Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., et al. 2004, *The Messenger*, 117, 12
- Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 537
- Liu, W. M., Hinz, P. M., Hoffmann, W. F., et al. 2005, *ApJL*, 618, L133
- Liu, W. M., Hinz, P. M., Meyer, M. R., et al. 2003, *ApJL*, 598, L111
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Marsh, K. A., Van Cleve, J. E., Mahoney, M. J., Hayward, T. L., & Houck, J. R. 1995, *ApJ*, 451, 777
- Mathis, J. S., Rimpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Millan-Gabet, R., Schloerb, F. P., & Traub, W. A. 2001, *ApJ*, 546, 358
- Natta, A. 2004, in *ASP Conf. Ser. 324: Debris Disks and the Formation of Planets*, ed. L. Caroff, L. J. Moon, D. Backman, & E. Praton, 20–+
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
- Pantin, E., Bouwman, J., & Lagage, P. O. 2005, *A&A*, 437, 525
- Pontoppidan, K. M. & Dullemond, C. P. 2005, *A&A*, 435, 595
- Prusti, T., Natta, A., & Palla, F. 1994, *A&A*, 292, 593
- Puget, J. L. & Leger, A. 1989, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 27, 161
- Shu, F. H., Lizano, S., & Adams, F. C. 1987, in *IAU Symp. 115: Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 417–433
- Sylvester, R. J., Skinner, C. J., Barlow, M. J., & Mannings, V. 1996, *MNRAS*, 279, 915
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2001, *ApJ*, 554, 1087
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2003, *A&A*, 403, 323
- Thé, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Thi, W. F., van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., et al. 2001, *ApJ*, 561, 1074
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., Hale, D. D. S., & Townes, C. H. 2002, *ApJ*, 577, 826
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Van Malderen, R., Decin, L., Kester, D., et al. 2004, *A&A*, 414, 677
- Wilkin, F. P. & Akeson, R. L. 2003, *Astrophysics and Space Science*, 286, 145



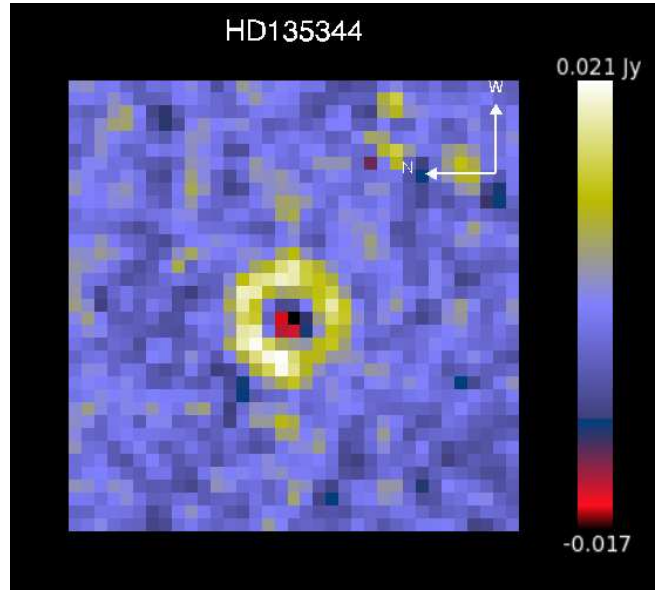
**Fig. 4.** Modeled spectrum (dashed line) between 1 and 100  $\mu\text{m}$ . For HD 135344 and HD 163296, the ISO spectrum is overplotted by a bold line. For CQ Tau, there are some photometric points from Grady et al. (2005); we have added the one from this study at 20.5  $\mu\text{m}$  and IRAS points at 60 and 100  $\mu\text{m}$  (filled circles).



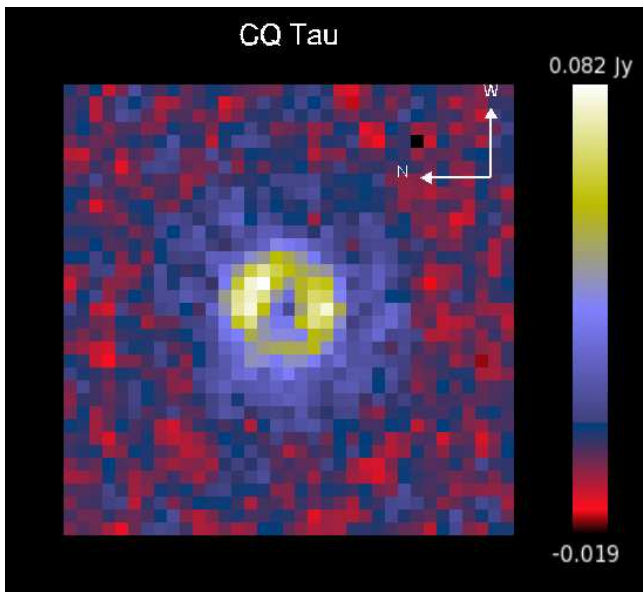
**Fig. 5.** Modelized vertical structure versus the radius. The pressure height scale ( $H_p/R$ ) is the solid line and the surface height scale (i.e., the height of the disk photosphere above the mid-plane  $H_s/R$ ) is the dashed line.



**Fig. 6.** HD 163296 extended emission (central point source removed). West is up, north on the left. The pixel size is 0.29 arcsec. The disk has a surface brightness of  $0.59 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=27$  for  $\sigma \sim 0.002 \text{ Jy}$ ) for the brightness part in the direction east/west and  $0.23 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=11$ ) for the less bright part in the direction north/south. The noise is calculated using a sigma-clipping technique.



**Fig. 8.** HD 135344 extended emission (central point source removed). The same orientation as Fig. 6. The pixel size is 0.29 arcsec. At  $0.9''$  from the center, the surface brightness is  $0.25 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=15$  for  $\sigma \sim 0.0015 \text{ Jy}$ ).



**Fig. 7.** CQ Tau extended emission (central point source removed). The same orientation as Fig 6. The pixel size is 0.29 arcsec. At  $0.9''$  from the center, the surface brightness is  $0.94 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=15$  for  $\sigma \sim 0.004 \text{ Jy}$ ). At  $2''$  from the center, the surface brightness is  $0.23 \text{ Jy}/''^2$  ( $S/N=5$ ).

# Anatomy of a Flaring Proto-Planetary Disk Around a Young Intermediate-Mass Star

Pierre-Olivier Lagage,<sup>1\*</sup> Coralie Doucet,<sup>1</sup> Eric Pantin,<sup>1</sup> Emilie Habart,<sup>2</sup> Gaspard Duchêne,<sup>3</sup> François Ménard,<sup>3</sup> Christophe Pinte,<sup>3</sup> Sébastien Charnoz,<sup>1</sup> Jan-Willem Pet<sup>4,5</sup>

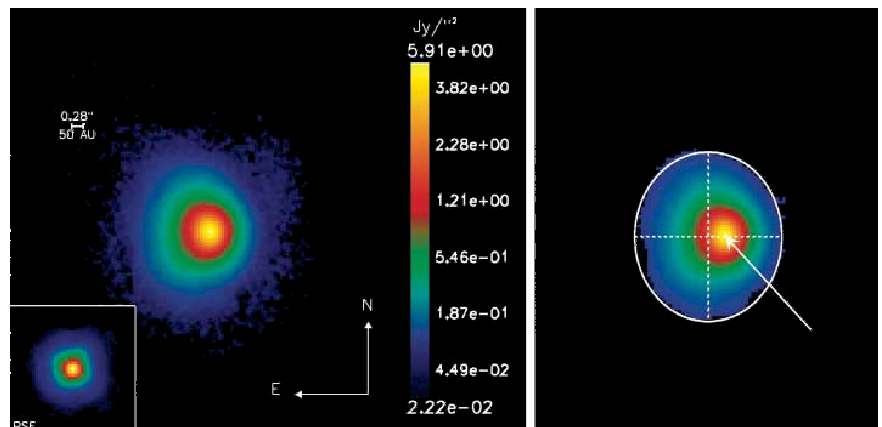
Although planets are being discovered around stars more massive than the Sun, information about the proto-planetary disks where such planets have built up is sparse. We have imaged mid-infrared emission from polycyclic aromatic hydrocarbons at the surface of the disk surrounding the young intermediate-mass star HD 97048 and characterized the disk. The disk is in an early stage of evolution, as indicated by its large content of dust and its hydrostatic flared geometry, indicative of the presence of a large amount of gas that is well mixed with dust and gravitationally stable. The disk is a precursor of debris disks found around more-evolved A stars such as  $\beta$ -Pictoris and provides the rare opportunity to witness the conditions prevailing before (or during) planet formation.

Based on the growing number of known planetary systems (1) and on the wealth of observations of disks around young stellar objects (2, 3), it is now well established that planets around main-sequence solar-type stars form in massive, gaseous, and dusty proto-planetary disks that survive for several million years around the nascent stars (4). The situation is less clear for stars of more than  $\approx 2$  solar masses. Such stars have a much higher luminosity than solar-type stars, and, according to models, processes such as photoevaporation may be at work clearing the inner disk in a few million years (5). Whereas radial velocity surveys have just started to reveal planets around stars about twice as massive as the Sun (6), current imaging observations of proto-planetary disks around stars with such a mass remain very sparse (3). Most resolved disks are debris disks around A-type stars that are on the main sequence (3, 7). In such disks, the gas has been dispersed, and planets have probably formed already, as indicated by asymmetries and ring-like structures in the disks (4). The lack of well-resolved images of proto-planetary disks around much younger A stars, still on the pre-main sequence, is due to the fact that such stars are

less numerous than their solar-type equivalents, the T-Tauri stars, and in general are located farther away from Earth. As a result, the fallback option to estimate the properties of the disks around these stars has been to fit their spectral energy distribution (SED). By doing so, the pre-main sequence stars of intermediate mass ( $\approx 2$  to 4 solar masses), the so-called Herbig Ae (HAe) stars, have been classified in two groups: Group I members feature a rising SED in the 10- to 60-micrometer ( $\mu\text{m}$ ) wavelength range [mid- and far-infrared (IR)], whereas group II members feature a flatter SED (8). The preferred physical

interpretation is that group I disks are flared and group II disks are geometrically flatter. A flaring disk is a disk in which the ratio of disk thickness to the distance to the star,  $H/r$ , increases with  $r$ ; then, any point at the surface of such disks receives direct light from the star, and the disk intercepts a substantial part of the stellar radiation out to large distances. Half of the intercepted light is reradiated away from the disk, and the other half is reradiated down into the disk's deeper layers, providing additional heating to the dust in the optically thick disk interior, which reradiates in the mid-IR, far-IR, and submillimeter wavelengths. The information provided by SED fitting remains limited, because numerous disk parameters are assumed or have not been conclusively determined (9). Direct measurements from imaging are therefore required to unambiguously constrain more parameters, such as the overall shape (outer radius and height) of the disk, which determines the amount of starlight captured by the disk. Imaging of disks has been obtained either by observations of the starlight dust scattering (in the visible and near-IR radiation) or of dust thermal emission or by CO lines in the millimeter observations (3, 10, 11). Scattered starlight observations suffer from the limited contrast offered by imaging devices, and millimeter observations suffer from limited spatial resolution.

A new approach to image disks around HAe stars exploits the fact that about half of them have prominent IR emission bands (IEBs) at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, and 11.3  $\mu\text{m}$  (12). These IEBs are believed to arise from the cooling of transiently heated polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs),



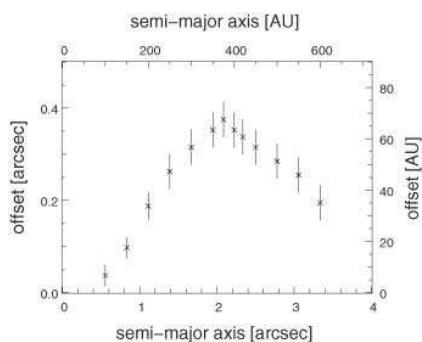
**Fig. 1.** (Left) VISIR false-color image of the emission from the circumstellar material surrounding the HAe star HD 97048 after a deep exposure (36 min). VISIR's PAH1 filter was used; it is centered on the IEB at 8.6  $\mu\text{m}$  and has a full width at half maximum (FWHM) of 0.42  $\mu\text{m}$ . The emission is widely extended, as compared with the point spread function (PSF) (inset) obtained from the observation of the pointlike reference star HD 102964, which was made 15 min before the observation of HD 97048. The measured FWHM of 0.33'' is close to the diffraction limit of 0.28'', also indicated on the figure. The pixel size is 75 milli-arc sec. The noise level is 1.6 millijansky (mJy)/arc sec<sup>2</sup>. The photometry, calibrated with HD 102964, yields a total flux of 5.75 ( $\pm 0.2$ ) Jy. (Right) Same image but with a cut at the brightness level of  $4.4 \times 10^{-3}$  Jy/arc sec<sup>2</sup> and a fit of the edge of the image by an ellipse. The dashed lines show the ellipse axis; the ellipse center is offset eastward from the peak flux, as indicated by the arrow.

<sup>1</sup>Laboratoire de l'Astrophysique des Interactions multi-échelles, Unité Mixte de Recherche N° 7158 [Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA), CNRS, Université Paris 7], Direction des Sciences de la Matière (DSM)/Laboratoire de recherches sur les lois fondamentales de l'Univers (DAPNIA)/Service d'Astrophysique, CEA Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France. <sup>2</sup>Institut d'Astrophysique Spatiale, F-91405, Orsay Cedex, France. <sup>3</sup>Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, CNRS/Université Joseph Fourier, Unité Mixte de Recherche N° 5571, Boîte Postale 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France. <sup>4</sup>Netherlands Foundation for Research in Astronomy, Dwingeloo, Netherlands. <sup>5</sup>University of Groningen, Groningen, Netherlands.

\*To whom correspondence should be addressed. E-mail: Pierre-Olivier.Lagage@cea.fr

which can be excited by the intense stellar ultraviolet radiation (13). For a flaring disk, the PAHs at the surface of the disk are in direct view of the central star and can be excited; the resulting IEB emission provides distinguishing information on the disk structure up to large distances from the star. In addition, observing in the mid-IR wavelength alleviates the problem of too much contrast between the photospheric and disk emission. We have thus undertaken a program of imaging “nearby” HAe stars with VISIR (very large telescope imager and spectrometer in the mid-IR) at the European Southern Observatory (ESO) (14). One of the first targets was HD 97048, a nearby group I HAe star of spectral type Be9.5/A0 located in the Chameleon I dark cloud, at a distance of 180 parsecs (15). The star has a temperature of 10,000 K, a luminosity ( $L_{\odot}$ ) of 40 solar luminosities, and a mass ( $M_{\odot}$ ) of 2.5 solar masses (15). It is surrounded by a large amount of circumstellar material left from the star formation process, as indicated by the large IR excess ( $L_{\text{IR}} \sim 0.40L_{\odot}$ ) (16). Mid-IR–extended emission has been detected on scales of a few thousand astronomical units and modeled as originating from a dust shell with an inner cavity radius of 180 AU (17). Recent long-slit mid-IR spectroscopic observations have revealed a strong resolved emission from the inner region (18). Imaging this region with the high-angular resolution offered by a 8-m-size telescope would be a direct way to assess whether HD 97048 is surrounded by a flaring disk, as expected from its rising mid-IR and far-IR SED (12).

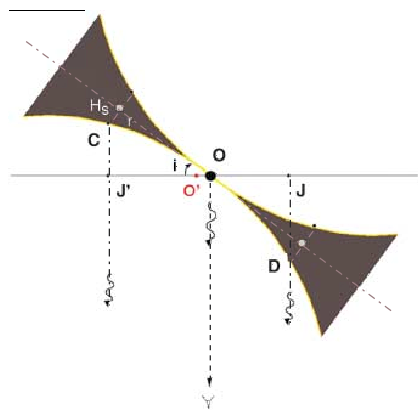
The observations of HD 97048, conducted on 17 and 19 June 2005, were performed with filters centered on the IEB at  $8.6 \mu\text{m}$  and on the adjacent continuum at  $9 \mu\text{m}$ . The classical mid-IR observing technique of “chopping and nodding” was used, with a chopper throw of  $10''$  (north-south) and a nodding throw of  $8''$  (east-west). The  $8.6\text{-}\mu\text{m}$  image (Fig. 1) reveals a large extended emission with a strong east-west asymmetry; the brightness isophotal contours



**Fig. 2.** Offset from the peak flux of the center of the ellipses fitting the image of HD 97048 at various brightness level cuts, as a function of the length of the ellipse semi-major axis (fig. S1). Error bars indicate the uncertainties from ellipse fitting.

are elliptical in shape, and the ellipse centers are offset from the peak of emission. The offset increases when lowering isophotal contours up to a semi-major axis of  $2.1''$ , (Fig. 2 and fig. S1). Such features are characteristic of a flaring disk, vertically optically thick at the wavelength of the observations and inclined to the line of sight (Fig. 3). Beyond  $2.1''$ , the offsets decrease. One possible explanation is that the disk then becomes vertically less optically thick. However, as an alternative explanation, the increasing contribution from the shell emission cannot be disregarded (17). We therefore restricted our study to the regions  $<2.1''$ , corresponding to an astrocentric distance of 370 AU.

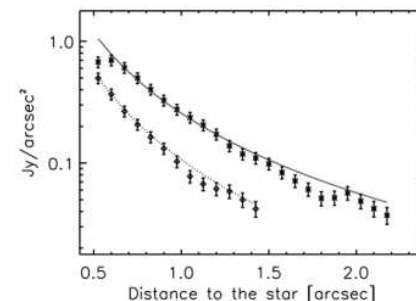
To retrieve quantitative information about the disk flaring in these regions, we have fitted the east and west brightness profiles with a simplified model. In this model, the PAH-emitting region is only located at the surface of the disk, whose surface scale height  $H_s$  varies with the astrocentric distance following a power law  $H_s(r) = H_0.(r/r_0)^\beta$ , where  $H_0$  is the disk surface height at the astrocentric distance  $r_0$  and  $\beta$  is the



**Fig. 3.** Sketch of a slice of a flaring disk. The observer is viewing the disk from below (eye symbol). The disk is inclined, from pole-on, by an angle  $i$ . The disk is optically thick to the ultraviolet and visible starlight along its midplane so that the PAH emission only arises from the disk “surfaces,” indicated in yellow. When the disk is also optically thick vertically at the wavelengths of the observations (here in the mid-IR), only the front disk surface is seen by the observer. Consider two points C and D of the front disk surface, located at equal distances from the star (black circle at O). Because of projection effects, the observer views the center of emission from C and D at O’ (red circle), between J and J’, which is offset from O. For a flaring disk, the disk height  $H_s$  increases with the distance  $r$  to the star, so that the apparent offset increases, as observed for HD 97048. When the disk is vertically optically thin, the front and bottom disk surfaces are both observable, and the disk appears symmetrical with respect to the star. Curved arrows indicate that electromagnetic radiation is emitted toward the observer; gray circles indicate the projection of point C or D onto the disk midplane.

flaring index. We further assumed that the spatial variation of the flux intensity  $I$  follows a power law  $I(r) = I_0.(r/r_0)^\delta$ , where  $I_0$  is the intensity at  $r_0$  and  $\delta$  is the power law index. This hypothesis is only valid once the continuum emission contribution in the filter at  $8.6 \mu\text{m}$  has been removed, which we have done by extrapolating the continuum emission observed at  $9 \mu\text{m}$  (fig. S2). The result of the fit is shown in Fig. 4;  $\delta$  for the intensity is found to be  $-2.3 (+0.2/-0.06)$ , close to the expectation of an index value of  $-2$  for PAH emission (fig. S2), and the disk inclination is  $42.8 (+0.8/-2.5)$  degrees from pole-on. The scale height  $H_0$  is  $51.3 (+0.7/-3.3)$  AU at  $r_0 = 135$  AU and  $\beta$  is  $1.26 (\pm 0.05)$ , in agreement with the value expected from hydrostatic, radiative equilibrium models of passive flared disks (9). In these models, the flaring structure is supported by the gas, whose vertical scale height  $H_g$  is governed by the balance between gas pressure and gravitational pull; the dust plays the key role to capture the starlight and then heat the gas collisionally.  $H_s$  corresponds to the upper layers of the disk, where the starlight is intercepted by dust, and is about four times as large as the gas height (9). Given the disk’s outer radius and scale height, the calculated amount of starlight captured by the disk is 43%, in good agreement with the observed IR excess (16).

Our observations also provide information about the disk mass. From the observed west-east asymmetry, we can infer that the vertical optical thickness  $\tau$  at 370 AU is at least 1, implying that, at 370 AU, the dust mass surface density  $\Sigma_0$  is at least  $1/1600 \text{ g cm}^{-2}$  (19). Assuming that the astrocentric variation of mass



**Fig. 4.** Fit of the observed east (upper data and solid curve) and west (lower data and dotted line) intensity profiles with a simple flaring disk model. The reduced  $\chi^2$  value of the fit is 0.3, well below 1. The error bars indicate the uncertainties in the data due to the background noise and photometric uncertainties from the continuum subtraction ( $\pm 5\%$  for each image). The range in model parameters has been calculated by exploring the parameter space, which leads to a reduced  $\chi^2 < 1$ . Below  $0.5''$ , there is no data point, because it is impossible to disentangle reliably the IEB emission from the much larger continuum thermal emission. The angular distance to the star refers to the projected distance on the plane of the sky.

surface density  $\Sigma$  follows a power law  $\Sigma(r) = \Sigma_0 (r_{\text{AU}}/370)^q$ , with an index  $q$  equal to  $-3/2$ , as the one inferred for the solar nebula or for extrasolar nebulae (20, 21), we derived a disk dust mass of 40 Earth masses within 370 AU. This lower limit is compatible with the mass of 500 Earth masses derived from the observed 1.3-mm flux (22). The dust mass derived here is three to four orders of magnitude larger than the dust mass observed in debris disks and Kuiper belt-like structures found around more-evolved A stars such as  $\beta$ -Pictoris, Vega, Fomalhaut, and HR 4796 (4). The dust around these Vega-like stars is thought to be produced by collisions of larger bodies, whose total mass in the case of  $\beta$ -Pictoris has been estimated to be on the order of 100 Earth masses (23). Therefore, the dust mass observed around HD 97048 is similar to the mass invoked for the (undetected) parent bodies in more-evolved systems. HD 97048's disk is thus most likely a precursor of debris disks observed around more-evolved A stars. This finding is coherent with the HD 97048 age of  $\sim 3$  million years, estimated from evolutionary tracks. Another argument in favor of the early evolutionary stage of the system is the presence of a large amount of gas required to support the flaring structure revealed by our observations. Part of the gas has been recently detected, thanks to observations of the molecular hydrogen emission at 2.12  $\mu\text{m}$  (24). Assuming that the canonical interstellar gas-to-dust mass ratio of 100 holds, we estimate a total minimum disk mass of 0.01 solar masses, like the estimated minimum mass for the proto-planetary disk around the Sun (20).

Because the disk surrounding HD 97048 has a mass surface density comparable to that of the minimum proto-planetary nebula around the Sun, it is worth studying the prospects for planet

formation in this environment. Planet formation models are divided into two categories: gravitational instabilities (25) and core accretion (26). It seems improbable that giant planets will form by means of gravitational instabilities, because the Toomre stability criterion coefficient, equal to  $H_g/r M_\odot/(r^2\Sigma)$ , is  $\gg 1$  (27). Considering the alternative core accretion scenario by which planets coagulate from initially  $\mu\text{m}$ -sized dust (28, 29), it also appears improbable that cores of giant planets are present in the outer regions because of the very long local orbital time scales. Although regions within 40 AU have not been resolved by our observations, it is tempting to extrapolate the surface density from the outer regions and investigate the predictions of planet formation models for the inner regions; inside 10 AU, planetary embryos may be present. Follow-up observations at higher angular resolution with the mid-IR instrument of the ESO Very Large Telescope interferometer will allow probing these regions.

#### References and Notes

1. The Extrasolar Planet Encyclopaedia presents a comprehensive list of all known exoplanets ([www.obspm.fr/planets](http://www.obspm.fr/planets)).
2. C. R. O'Dell, S. V. W. Beckwith, *Science* **276**, 1355 (1997).
3. A comprehensive list of spatially resolved disks is available ([www.circumstellardisks.org](http://www.circumstellardisks.org)).
4. J. S. Greaves, *Science* **307**, 68 (2005).
5. T. Takeuchi, C. J. Clarke, D. N. C. Lin, *Astron. Astrophys. J.* **627-1**, 286 (2005).
6. J. Setiawan *et al.*, *Astron. Astrophys.* **437**, L31 (2005).
7. B. A. Smith, R. J. Terile, *Science* **226**, 1421 (1984).
8. G. Meeus *et al.*, *Astron. Astrophys.* **365**, 476 (2001).
9. E. I. Chiang *et al.*, *Astron. Astrophys. J.* **547**, 1077 (2001).
10. V. Mannings, A. I. Sargent, *Astron. Astrophys. J.* **529**, 391 (2000).
11. C. Grady *et al.*, *Astron. Astrophys. J.* **630**, 958 (2005).
12. B. Acke, M. E. van den Ancker, *Astron. Astrophys.* **426**, 151 (2004).
13. J. L. Puget, A. Leger, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 161 (1989).
14. P.-O. Lagage *et al.*, *The Messenger* **117**, 12 (2004).
15. M. E. van den Ancker, D. de Winter, H. R. E. Tjin A Dije, *Astron. Astrophys.* **330**, 145 (1998).
16. C. Van Kerckhoven, A. G. G. Tielens, C. Waelkens, *Astron. Astrophys.* **384**, 568 (2002).
17. T. Prusti, A. Natta, F. Palla, *Astron. Astrophys.* **292**, 593 (1994).
18. R. van Boekel *et al.*, *Astron. Astrophys.* **418**, 177 (2004).
19. V. Ossenkopf, Th. Henning, *Astron. Astrophys.* **291**, 943 (1994).
20. S. J. Weidenschilling, *Astrophys. Space Sci.* **51**, 153 (1977).
21. M. J. Kuchner, *Astrophys. J.* **612**, 1147 (2004).
22. Th. Henning, A. Burkert, R. Launhardt, Ch. Leinert, B. Stecklum, *Astron. Astrophys.* **336**, 565 (1998).
23. P. Artymowicz, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **25**, 175 (1997).
24. J. S. Weintraub, J. S. Bary, J. H. Kastner, S. J. Shukla, K. Chynoweth, in *Proceedings of the Protostars and Planets V Conference*, Waikoloa, HI, 24 to 28 October, 2005, B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil, Eds. (LPI Contribution Number 1286, Univ. Arizona Press, Tucson, 2006), p. 8197.
25. R. H. Durisen *et al.*, in *Protostars and Planets V*, B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil, Eds. (Univ. of Arizona Press, Tucson, 2006), in press; preprint ([www.ifa.hawaii.edu/UHNAI/ppv.htm](http://www.ifa.hawaii.edu/UHNAI/ppv.htm)).
26. J. J. Lissauer, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 129 (1993).
27. A. Toomre, *Astrophys. J.* **139**, 1217 (1964).
28. S. Ida, D. N. C. Lin, *Astrophys. J.* **604-1**, 388 (2004).
29. P. Goldreich, Y. Lithwick, R. Sari, *Astrophys. J.* **614-1**, 497 (2004).
30. This work was based on observations carried out at the ESO, Paranal, Chile. The VISIR could not have been built without contributions from many people, including G. Durand, Y. Rio, M. Authier, C. Lyraud, and J. Pragt. We also thank A. Palacio, P. Ngiem, and C. Martin for discussions about the age of HD 97048, as well as F. Masset for discussions about gravitational instabilities.

#### Supporting Online Material

[www.sciencemag.org/cgi/content/full/1131436/DC1](http://www.sciencemag.org/cgi/content/full/1131436/DC1)  
Figs. S1 and S2

19 June 2006; accepted 12 September 2006  
Published online 28 September 2006;  
10.1126/science.1131436  
Include this information when citing this paper

## The Phase-Dependent Infrared Brightness of the Extrasolar Planet $\upsilon$ Andromedae b

Joseph Harrington,<sup>1,2</sup> Brad M. Hansen,<sup>3\*</sup> Statia H. Luszcz,<sup>2,4</sup> Sara Seager,<sup>5</sup> Drake Deming,<sup>6</sup> Kristen Menou,<sup>7</sup> James Y.-K. Cho,<sup>8</sup> L. Jeremy Richardson<sup>9</sup>

The star  $\upsilon$  Andromedae is orbited by three known planets, the innermost of which has an orbital period of 4.617 days and a mass at least 0.69 that of Jupiter. This planet is close enough to its host star that the radiation it absorbs overwhelms its internal heat losses. Here, we present the 24-micrometer light curve of this system, obtained with the Spitzer Space Telescope. It shows a variation in phase with the orbital motion of the innermost planet, demonstrating that such planets possess distinct hot substellar (day) and cold antistellar (night) faces.

Last year, two independent groups (1, 2) reported the first measurements of the infrared light emitted by extrasolar planets orbiting close to their parent stars. These "hot Jupiter" (3) planets have small enough orbits that

the energy they absorb from their hosts dominates their own internal energy losses. How they absorb and radiate this energy is fundamental to understanding the behavior of their atmospheres. One way to address this question is to monitor the

emitted flux over the course of an orbit to see whether the heat is distributed asymmetrically about the surface of the planet.

We have observed the  $\upsilon$  Andromedae system with the 24- $\mu\text{m}$  channel of the Multiband Imaging Photometer for Spitzer (MIPS) (4) aboard the Spitzer Space Telescope (5). We took 168 3-s images at each of five epochs spread over 4.46 days (97% of the 4.617-day orbital period of  $\upsilon$  Andromedae b) beginning on 18 February 2006 at 12:52 UTC. After rejecting frames with bad pixels near the star and those with Spitzer's "first frame effect" (1) (2% to 8% of the data, depending on epoch), we measured the flux of the system and that of the surrounding sky by using both subpixel, interpolated aperture photometry and optimal photometry (6, 7) on each frame.

The detection of eclipses (8) from the hot Jupiter planetary systems HD 209458b (1), TrES-1 (2), and HD 189733b (9) demonstrate that a small fraction ( $\sim 0.1\%$ ) of the total infrared light we observe from these systems is actually emitted from the planet rather than the





## HD 97048 : a closer look to the disk <sup>★</sup>

C. Doucet<sup>1,2</sup>, E. Habart<sup>3</sup>, E. Pantin<sup>1,2</sup>, C. Dullemond<sup>4</sup>, P. O. Lagage<sup>1,2</sup>, C. Pinte<sup>5</sup>, G. Duchêne<sup>5</sup>, and F. Ménard<sup>5</sup>

<sup>1</sup> AIM, Unité Mixte de Recherche CEA - CNRS - Université Paris VII - UMR 7158 ,France

<sup>2</sup> DSM/DAPNIA/service d'Astrophysique, CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

<sup>3</sup> Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS), 91405 Orsay cedex, France

<sup>4</sup> Max-Planck-Institut für Astronomie Heidelberg, Königstuhl 17, Heidelberg, Germany

<sup>5</sup> Laboratoire d'Astrophysique Observatoire de Grenoble CNRS/UJF UMR 5571

Preprint online version: February 19, 2007

### ABSTRACT

**Aims.** Today, large ground-based instruments, like VISIR on the VLT, providing diffraction-limited ( $\sim 0.3$  arcsec) images in the mid-infrared where strong PAH features appear enable us to see the flaring structure of the disks around Herbig Ae stars. Although great progress has been made in modelling the disk with radiative transfer models able to reproduce the spectral energy distribution (SED) of Herbig Ae stars, the constraints brought by images have not been yet fully exploited. Here, we are interested in checking if these new observational imaging constraints can be accounted by predictions based on existing models of passive centrally irradiated hydrostatic disks made to fit the SEDs of the Herbig Ae stars.

**Methods.** The images taken by VISIR in the 8.6 and 11.3  $\mu\text{m}$  aromatic features reveal a large flaring disk around HD97048 inclined to the line of sight. In order to analyse the spatial distribution of these data, we use a disk model which includes the most up to date understanding of disk structure and physics around Herbig Ae stars with grains in thermal equilibrium in addition to transiently-heated PAHs.

**Results.** We compare the observed spatial distribution of the PAH emission feature and the adjacent continuum emission with predictions based on existing full disk models. Both SED and spatial distribution are in very good agreement with the model predictions for common disk parameters.

**Conclusions.** We take the general agreement between observations and predictions as a strong support for the physical pictures underlying our flared disk model.

**Key words.** Circumstellar matter – Stars : formation – Stars : pre-main-sequence – Stars: individual (HD 97048)

### 1. Introduction

Herbig Ae/Be stars are thought to be the intermediate mass ( $\sim 2-10 M_{\odot}$ ) counterparts of T Tauri stars (Waters & Waelkens 1998). They have a strong infrared (IR) excess coming from warm circumstellar dust. Similar to T Tauri stars, this dust is believed, due to the interpretation of spectral energy distributions (SEDs), to reside in a flared/flat circumstellar disk (Meeus et al. 2001).

PAHs (Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) undergo transient heating : they do not reach thermal equilibrium with the radiation field but absorb individual photons, experiencing a rapid increase in temperature, slowly cool, thus re-radiating the absorbed energy in the infrared (IR). This radiation allows to see much further in the disk since these grains can reach high temperatures far away from the star. As a result, PAHs emission can be used to probe the external region of disks around HAe stars (Lagage et al. 2006). Another point of interest is that, if present, PAHs can constitute an important source of opacity and are likely to play a key role in the thermal budget and chemistry of the gas, as they do in the interstellar medium. The thermal coupling between PAHs and gas via the photoelectric effect will, for

example, determine the gas temperature in the upper layer of the disk where the gas and dust temperatures are not well coupled (Jonkheid et al. 2004; Kamp & Dullemond 2004). Furthermore, PAHs are also good tracers of the presence of very small particles in the surface layers of disks and their emission can tell if and where very small particles survive settling and coagulation processes that cause the majority of the original grain population to grow to larger sizes in the same objects.

We have started a program of imaging nearby HAe stars with VISIR, the new mid-infrared instrument attached to the third 8-m unit of ESO's Very Large Telescopes located at Cerro Paranal, Chile. One of the first targets was HD 97048 which has a strong IR excess, characteristic of a flared disk, and strong PAH features.

In a previous work, we were able for the first time to constrain the geometry of the disk, thanks to PAH emission (Lagage et al. 2006). Lagage et al. (2006) found there is a large flaring disk around HD97048 extending at least up to 370 AU, vertically optically thick at the observed wavelength (8.6  $\mu\text{m}$ ) and inclined to the line of sight by  $42.8^{+0.8}_{-2.5}$  degree. Moreover, with a very simple model, we were able to measure the flaring index which was found to be  $1.26^{+0.05}_{-0.05}$ . In this model, the PAH-emitting region is only located at the surface of the disk, whose surface scale height  $H_s$  varies with  $r^q$  ( $q$  is the flaring index) and whose flux intensity  $I$

Send offprint requests to: C.Doucet, e-mail: doucetc@cea.fr

<sup>★</sup> Based on observations obtained at VLT (Paranal) with VISIR. Program number 075.C-0540(C)

follows  $r^{-p}$ . It is only recently that there are some images of the flaring structure of the disk around Herbig Ae objects (Perrin et al. 2006; Lagage et al. 2006). It is now primordial to confront the spatial distribution constraints with existing full disk models only based on fitting the SEDs of the Herbig Ae stars.

In this paper, we are interested in particular to check if these new observational spatial constraints can be accounted by predictions based on existing models of passive centrally irradiated hydrostatic disks made to fit the SEDs of the Herbig Ae stars. We wonder if a more accurate model of disk could explain the SED of HD 97048 and at the same time, the spatial distribution of the circumstellar material with little free parameters. To the best of our knowledge, few tests like that (Doucet et al. 2006) have been done yet for disks around pre-main sequence stars of intermediate mass. To do that, we used the model of Dullemond et al. (2001); Dullemond & Dominik (2004a) which could already account for the global shape of the SED of a quite large number of Herbig Ae stars. The dust model takes into account grains at thermal equilibrium and stochastically-heated PAH. The structure of the disk is calculated with hydrostatic equilibrium and a radiative transfer in two dimensions is used to calculate the emission of the different grains population.

The paper is organized as follows. In Sect. 2, we present the knowledge on HD 97048 and its circumstellar material. In Sect. 3, we describe the observations and the data results. In Sect. 4, we describe the disk model and in Sect. 5, we compare the observed SED and spatial distribution of the circumstellar material to the model predictions.

## 2. HD97048

HD97048 is a nearby HAe star of spectral type Be9.5/A0 located in the Chameleon I dark cloud, at a distance of 180 pc (van den Ancker et al. (1997), Whittet et al. (1997)). It is surrounded by a large amount of circumstellar material left from the star formation process, which produces a large IR excess (LIR) over the stellar emission (LIR $\sim$ 0.35-0.40L $_{\star}$ , Acke & van den Ancker (2004); Van Kerckhoven et al. (2002)). HD 97048 has been classified as a HAe star of group I with evidence of flared disk (Meeus et al. 2001), since its SED is rising in the IR (Acke & van den Ancker 2004). Spectroscopic observations of the IR excess have also revealed the presence of strong PAH features at 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 microns and nano-diamonds features in the 3.4-3.5  $\mu\text{m}$  region (Siebenmorgen et al. 2000; Van Kerckhoven et al. 2002). No silicate emission band at 10  $\mu\text{m}$  appears in the spectra of HD 97048. Recent mid-IR long slit spectroscopic observations with TIMMI2 show that the aromatic emission features at long wavelength (i.e., 8.6 and 11.3  $\mu\text{m}$ ) are extended and come mostly from a region of 200-300 AU, likely a disk (van Boekel et al. 2004). These results have been confirmed recently by imaging data taken in the PAH band at 8.6  $\mu\text{m}$  (Lagage et al. 2006). The large extended part of the mid-IR emission seen on scales of 5 to 10 arcsec by Prusti et al. (1994) and Siebenmorgen et al. (2000) is most likely due to an extended envelope of transiently heated very small grains and PAHs surrounding the star and the disk system. Using Adaptive Optics high angular resolution ( $\sim$ 0.1 arcsec) spectroscopic observations, Habart et al. (2004, 2005) were also able to spatially resolve the emission

in the aromatic and diamond features around 3  $\mu\text{m}$  and found that the emission must be within 30 AU closely related to the star-disk system. Finally, Weintraub et al. (2005) have recently reported near-IR molecular hydrogen emission for this object.

## 3. VISIR observations

### 3.1. Observations

The observations were performed using the ESO mid-infrared instrument VISIR installed on the VLT (Paranal, Chili), equipped with a DRS (former Boeing) 256 $\times$ 256 pixels BIB detector. The object was observed on 2005, January 25<sup>th</sup> and June 17<sup>th</sup>. It was observed in the PAH bands at 8.6 and 11.3  $\mu\text{m}$  and in the adjacent continuum. The data at 8.6  $\mu\text{m}$  were already used in Lagage et al. (2006). In this paper, we focus on the data obtained at 11.3  $\mu\text{m}$ . A summary of the observations is given in Table 1. These data were taken with an imaging mode of VISIR which allows diffraction-limited image in the N band: the BURST mode.

Under good seeing ( $\leq$  0.5 arcsec in the visible), the images in the mid-IR are diffraction-limited even on a 8 meter class telescope. Unfortunately, the median seeing experienced at Paranal is rather of 0.8 arcsec, which degrades the angular resolution. Indeed, for a seeing of 0.8 arcsec in the visible, assuming that the wavelength dependence of the seeing follows a  $\lambda^{-1/5}$  law, the seeing value at 10  $\mu\text{m}$  is 0.4 arcsec, which is larger than the diffraction limit of 0.3 arcsec. This represents a 5 pixels movement on the detector with the smallest field of view of VISIR (0.075"/pixel). In order to get the best spatial resolution with VISIR, we experiment a new imaging mode on bright objects, the *BURST mode*. The principle is to take short enough exposure images ( $\lesssim$  50 ms) to freeze the turbulence; the coherence time of the atmosphere at 10  $\mu\text{m}$  is around 300 ms at Paranal for a good seeing. In order to correct for the turbulence by offline processing, the data are stored every 1000 elementary images in one nodding position for a chopping frequency of 0.25 Hz in the direction north/south. The nodding direction is perpendicular to the chopping direction with an amplitude of 8". After classical data reduction in mid-IR, a cube of 500<sup>1</sup> images chopped and nodded (4 beams/image) is obtained. Because of the turbulence, each source on an image moves independently and as a result, we have to extract individually the 4 sources in each image (4 quarters) of the cube and shift and add the image with the ones corresponding to the same quarter. Finally, we shift and add the four final images of the four quarters.

### 3.2. Results

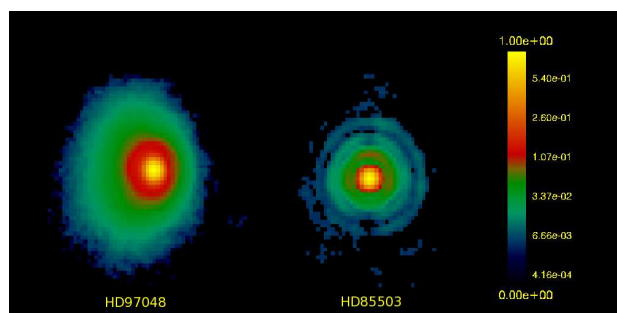
In this section, we present the images of HD 97048 obtained in the PAH emission filter, as well as in the adjacent continuum emission, and compared it with the standard star in the same filters.

Fig. 1 shows the image of HD 97048 in the PAH filter centered at 11.3  $\mu\text{m}$  and compared with the standard star HD85503. HD 97048 is quite extended - up to 2 arcsec

<sup>1</sup> 1000 divided by 2 because of the 2 chopper positions

**Table 1.** Observations of HD 97048 in the different VISIR filters in imaging BURST mode. The sensitivity were calculated for each night in the BURST mode. The filter are free of any strong atmospheric line contribution.

Filter	Central wavelength ( $\mu\text{m}$ )	half band width ( $\mu\text{m}$ )	Sensitivity ( $\text{mJy}/10\sigma/1\text{h}$ )	Elementary exposure time (ms)	Total time on source (s)	Date	Seeing (arcsec)	Airmass	Standard star
SIV	10.49	0.16	5.6	25	600	17/06/2005	0.80	1.74	HD91056
PAH2	11.26	0.59	4.5	50	800	25/01/2005	0.55	1.66	HD85503
NeII	12.27	0.18	7.7	16	320	17/06/2005	0.80	1.74	HD91056

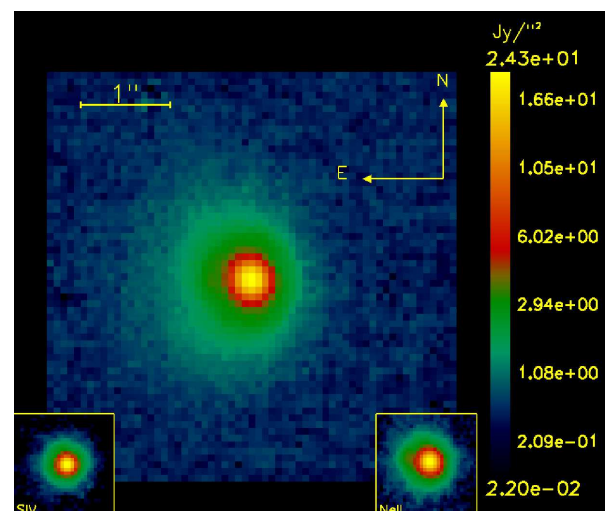


**Fig. 1.** On the left, HD 97048 in the PAH2 filter (centered at  $11.3 \mu\text{m}$ ) with VISIR camera. On the right, PSF reference (HD85503) with the same filter. The two object are normalized in order to see the extension. The object is more extended than the reference with an asymmetry east/west in the emission.

- compared to the reference star. The full-width at half-maximum (FWHM) of HD 97048 is 1.2 times that of the standard star, close to the diffraction-limit, for almost all filters (Tab. 2). In addition, comparing the emission in the PAH band and in the adjacent continuum (Fig. 2), the emission in PAH is much more extended than in the continuum. Fig. 3 shows the brightness spatial distribution along a cut in the north/south and east/west direction in the PAH filter and in the adjacent continuum (SIV) compared to the standard star in SIV filter. In the PAH filter, the disk is extended in the direction north/south up to 320 AU (surface brightness of  $53 \text{ mJy}/''^2$ ) whereas the extension in the continuum at  $10.5 \mu\text{m}$  goes to 135 AU (surface brightness of  $110 \text{ mJy}/''^2$ ). These results are in agreement with those already found in the previous study at  $8.6 \mu\text{m}$  (Lagage et al. 2006). Furthermore, it is also interesting to point out that the continuum is extended, when comparing the object and the reference star in the SIV filter. Finally, by comparing the VISIR and ISO (Infrared Space Observatory) fluxes, we found that the PAH emission peak to the continuum is stronger in the ISO spectrum. This is certainly due to the surrounding nebula, as already suggested by van Boekel et al. (2004). Based on the fluxes measured in the wavelength bands at  $8.6$  and  $11.3 \mu\text{m}$ , we estimate that the nebula contamination is about 40%, in agreement with that found by van Boekel et al. (2004).

#### 4. Disk model

In order to analyse the observations, we use the disk model described in Dullemond et al. (2001); Dominik et al. (2003); Dullemond & Dominik (2004a), including the most up to date understanding of disk structure and physics around



**Fig. 2.** HD 97048 in the PAH2 filter (*image in the middle*), and in the adjacent continuum (SIV *on the left*, NeII *on the right*). The images have the same signal-to-noise so that it is possible to compare the extension.

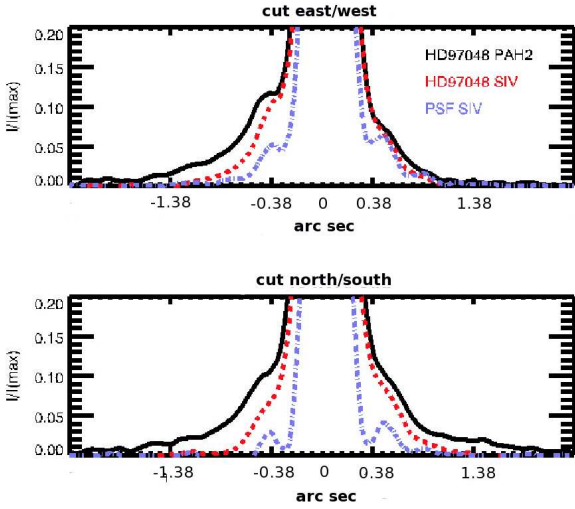
Herbig Ae/Be stars. In the following, we describe the disk structure and the radiation transfer used and give the details of the adopted dust model.

##### 4.1. Disk structure

We consider disks heated by irradiation from the central star, in hydrostatic equilibrium in the vertical direction, with dust and gas well mixed (flared disks, Chiang & Goldreich (1997)). In this model, the stellar flux impinging with flaring angle  $\alpha$  upon the disk is absorbed in the upper layers of the disk, which will reradiate half of the flux away from the disk and half down into its deeper layers. The inner boundary (rim) is directly exposed to the stellar flux and is puffed up since it is hotter than the rest of the disk. The model computes how much the inner rim puffs up, and how much of the disk behind it will be shadowed by this puffed-up rim (Dullemond et al. 2001). Once the star is given, the disk structure (i.e pressure scale height and flaring angle) is completely defined after specifying the inner and outer radii, the surface density distribution ( $\Sigma = \Sigma_0(R/R_0)^{-p}$ , with  $R_0$  a fiducial radius) and the dust model. The models are appropriate for disks that are optically thick to the stellar radiation. It is the case for disks around pre-main sequence stars, up to very large radii (e.g., 5000 AU for a disk mass  $M_d \sim 0.2M_\odot$ ,  $p=1$ ).

**Table 2.** Comparison of the FWHM for the object and the reference star (PSF) in the different filters. We also mentioned the theoretical value of the FWHM in order to show that the diffraction-limit is obtained with the BURST mode. In order to see the spatial extension, we notice in the third and fourth columns the distance from the star at  $10\sigma$  above the noise in the east/west direction.

Filter	Central wavelength ( $\mu\text{m}$ )	HD97048					PSF		FWHM (diffraction) (mas)
		Flux measured (Jy)	East ( $10\sigma$ ) (arcsec)	West ( $10\sigma$ ) (arcsec)	FWHM (east/west) (mas)	FWHM (north/south) (mas)	FWHM (east/west) (mas)	FWHM (north/south) (mas)	
SIV	10.49	$4.2 \pm 0.1$	0.67	0.60	$322 \pm 15$	$337 \pm 15$	$277 \pm 15$	$262 \pm 15$	262
PAH2	11.26	$7.7 \pm 0.1$	1.60	0.90	$337 \pm 15$	$360 \pm 15$	$300 \pm 15$	$285 \pm 15$	285
NeII	12.27	$6.7 \pm 0.2$	0.67	0.60	$390 \pm 15$	$412 \pm 15$	$300 \pm 15$	$307 \pm 15$	307



**Fig. 3.** Normalized intensity profiles along a cut through the VISIR images of HD 97048 in the PAH band (full line) and in the continuum SIV (dashed line) superimposed on a reference star (dashed-dot line) in SIV band. Direction East/West is in the upper panel and above, it represents the direction South-North. Comparing the PAH band and the adjacent continuum (for a same signal-to-noise), HD 97048 is much more extended in the PAH band. Comparing the PSF and the object in SIV, we see that HD 97048 is also extended in the continuum.

#### 4.2. Radiative transfer

We use the 3-dimensional Monte Carlo radiative transfer code RADMC (Dullemond & Dominik 2004a), for which a module to treat the emission from quantum-heated PAH molecules has been included. This module will be described in detail in Dullemond et al. (in prep.), but a rough description has been given by Pontoppidan et al. (2006) and for a recent publication using it, see Geers et al. 2006. The code RADMC (Dullemond & Dominik 2004a; Pontoppidan & Dullemond 2005) solves the temperature structure of the disk in a Monte-Carlo way using a variant of the algorithm of Bjorkman & Wood (1997). This Monte-Carlo code also produces the source terms for scattering, in the isotropic-scattering approximation.

#### 4.3. Dust model and PAH properties

The dust is a mixture of grains in thermal equilibrium and transiently heated PAHs.

- **Thermal grains:** The grains are composed of graphite and silicate with optical constants from Draine (1985). They have a MRN (Mathis et al. 1977) size distribution ( $n(a) \propto a^{-3.5}$ ) with a size between  $0.01 \mu\text{m}$  and  $0.3 \mu\text{m}$ . Since no silicate emission features have been detected in HD97048 (see Sect. 2), we have considered the hypothesis of thermal decoupling carbon and silicate grains (see Sect. 5). The thermal coupling should be taken into account for evolved disks where coagulation should be important (Dominik et al. 2003). But since HD97048 is a relatively young object (Lagage et al. 2006), this hypothesis is not considered valid in the present case.
- **Transiently heated grains (PAH):** We can explain the observed PAH spectra, at least of the isolated HAE stars, with PAH abundances and qualitative properties similar to those of PAHs in the ISM (Habart et al. 2004a). In the ISM, PAHs are made up of a few tens up to a few hundreds of carbon atoms; for reasons of simplicity, we take only one PAH size in our model,  $N_C = 100$ . The hydrogen to carbon ratio is  $H/C = f_H \times (6/N_C)^{0.5}$  (case of compact symmetric PAHs, see Omont (1986)) with  $f_H$  - the hydrogenation fraction of the molecule. Here, we consider  $f_H$  equal to 1 (i.e., essentially fully hydrogenated PAHs) or 0.5 (partially hydrogenated PAHs). We take the absorption cross section from Li & Draine (2001) based on both laboratory data and astrophysical spectra. Those authors consider the bands at  $3.3$ ,  $8.6$ ,  $11.3$ ,  $11.9$  and  $12.7 \mu\text{m}$  from vibrational modes of the aromatic C-H bond; the strong bands at  $6.2$  and  $7.7 \mu\text{m}$  due to vibrations of the aromatic C-C bonds; and a few weak features probably caused by C-C bending modes at  $16.4$ ,  $18.3$ ,  $21.2$  and  $23.1 \mu\text{m}$ . With respect to the charge, in order to keep the model simple, we ignore that we have probably in disks a mixture of neutral and charged PAHs and we assume that PAHs are mostly neutral. Simple determination of the ratio between the photoionisation rate of the grain to the electron-grain recombination rate suggests that this is probably the case in the outer regions ( $R \geq 150 \text{ AU}$ ) of a disk heated by a typical HAE star (see Habart et al. (2004b) for more details). Finally, we do not take into account photo-destruction of PAHs in a strong FUV radiation field.

In summary, we adopt a dust model with large thermal grains of graphite and silicate and small transiently heated aromatic particles. The silicate abundance in dust is  $[Si/H] = 3.10^{-5}$ , and the total carbon abundance in dust is  $[C/H] = 2.2 \cdot 10^{-4}$ . Of this 10% are in PAH and 90% in large grains.

## 5. Comparison between model and observations

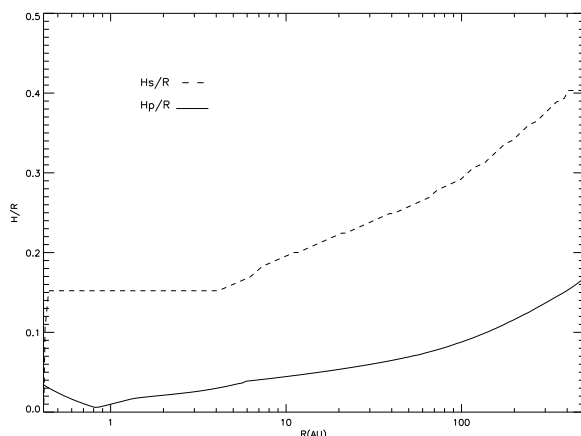
In this section, we compare the model's predictions to the observations. In the following, we first describe the adopted stellar and disk parameters for HD 97048 and thus discuss the results of the calculation and the confrontation to the observations.

### 5.1. Stellar and disk parameters

A Kurucz model spectrum is taken for the central star with  $T_{eff} = 10000$  K. The stellar parameters ( $L_* = 32L_\odot$ ,  $M_* = 2.5M_\odot$ ) were chosen from stellar evolutionary tracks by Siess et al. (2000) for an age of 3 Myr (Lagage et al. 2006). Once the stellar flux has been reddened, the resulting SED is in agreement with the photometry extracted from Hillenbrand et al. (1992) in the UV and near-IR. To correct for extinction, we used the method of Cardelli et al. (1989) where we adopt  $A_V = 1.24$  (van den Ancker et al. 1998) and  $E(B-V) = 0.36$  (Davies et al. 1991; The et al. 1986).

Concerning the disk's parameters, the surface density is taken equal to  $\Sigma = \Sigma_0 (r/R_{in})^{-q}$  with  $q$  the power law index equal to  $3/2$  inferred for the solar nebula (Weidenschilling 1977) and  $\Sigma_0 = 444 \text{ g.cm}^{-2}$  a minimum value deduced from VISIR observations (Lagage et al. 2006). The inner radius  $R_{in}$  is at the dust (silicate) evaporation radius at 0.4 AU from the central star and the outer radius is at 370 AU as deduced from observations (Lagage et al. 2006). Finally, as the disk is vertically optically thick at the wavelength of observation, a minimum mass of  $0.01 M_\odot$  (gaz + dust) can be derived (Lagage et al. 2006). We take this minimum disk mass as a first guess.

### 5.2. Disk's structure

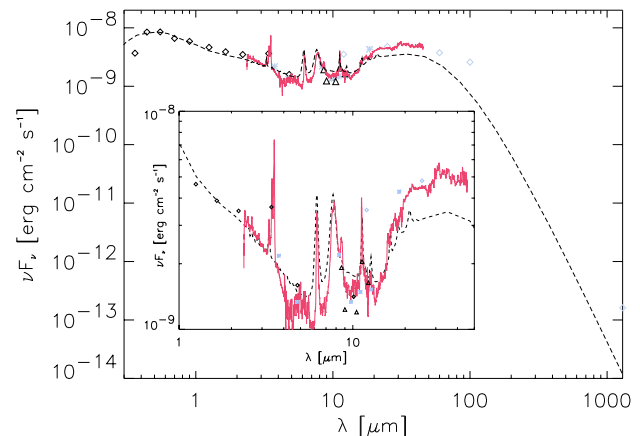


**Fig. 4.** Structure of the disk for the template model. The surface (dashed line) and pressure (full line) scale height of the flared disk versus the distance from the central star.

Figure 4 shows the run with radius of the pressure ( $H_p$ ) and photospheric ( $H_s$ ) scale height. The disk is flaring with  $H_s$  increasing with radius as  $R^{9/7}$  (Chiang & Goldreich 1997). At a radius of 135 AU,  $H_s = 51$  AU.

In a previous work, we used the VISIR PAH band image to constrain the parameters of the disk structure around HD 97048 (Lagage et al. 2006). Using a very simple model, Lagage et al. (2006) measured an flaring index of  $1.26^{+0.05}_{-0.05}$  and  $H_s = 51.3^{+9.7}_{-3.3}$  AU at 135 AU. Both values are very close to those expected from our hydrostatic, radiative equilibrium models of passive flared disks (Chiang & Goldreich 1997; Dullemond et al. 2001).

Concerning the structure of the inner region, VISIR has clearly not enough spatial resolution to constrain it. The puffed inner rim and the shadow region lie within the central pixel of VISIR (1 pixel is equivalent to 13.5 AU for a distance of 180 pc) and the two effects<sup>2</sup> compensate each other in terms of resulting mid-IR emission. Finally, we would like to underline that as soon as the disk is vertically optically thick in the mid-IR, the change of the slope of the surface density in the model does not have any influence on the structure of the disk or its mid-IR emission and cannot be constrained here.

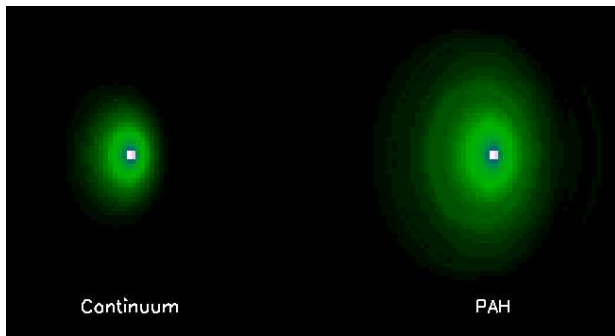


**Fig. 5.** SED calculated with the template model (dashed line). The disk is inclined by  $43^\circ$  and the system is situated at a distance of 180 pc. A Kurucz model spectrum is taken for the central star with  $T_{eff} = 10000$  K. The luminosity is  $L_* = 32L_\odot$  and the mass  $M_* = 2.5M_\odot$ . The disk is flared with a total mass of  $0.01 M_\odot$ ,  $R_{in} = 0.41$  AU and  $R_{out} = 370$  AU. Full red line shows ISO SWS spectrum of HD 97048. Points of photometry are taken from Hillenbrand et al. (1992) (open diamond black), IRAS (open diamond blue), Prusti et al. (1994) (blue crosses) and VISIR measurement (black triangle)

### 5.3. Spectral energy distribution

Figure 5 shows the calculated spectrum in the  $0.1-1300 \mu\text{m}$  range for a star/disk system inclined by 43 degree and situated at 180 pc. At short wavelength between  $0.1$  to  $\sim 1 \mu\text{m}$ , the emission is made by the stellar photosphere. The near-IR emission (around  $3 \mu\text{m}$ ) is induced by the puffed inner rim. The region which emits between  $5$  and  $8 \mu\text{m}$  corre-

<sup>2</sup> Increasing the height of the inner rim augments the shadow region.



**Fig. 6.** The non PSF-convolved predicted image for our template model in the adjacent continuum (at  $10.5 \mu\text{m}$  on the left) and in the PAH band at  $11.3 \mu\text{m}$  (on the right).

sponds to the shadow region. In this part, the disk is not in sight of the star itself, but it receives flux from the inner rim, which is sufficiently strong to keep the disk up. At larger radii, the flaring disk reappears from the shadow, and produces the rise observed in the spectrum around  $20\text{--}30 \mu\text{m}$ . Concerning the dust spectroscopic features, the PAH emission features are clearly visible, and some of them at  $3.3$ ,  $6.2$ ,  $7.7$  and  $11.3 \mu\text{m}$  are very strong. Strong ratio between  $30$  and  $10 \mu\text{m}$  and PAH features show that the disk intercepts a large fraction of energy in the outer part and are indeed evidence of a flared disk geometry. For geometrically flat disks, PAH features are predicted to be very weak, even when PAH with standard properties are present on the disk surface (Habart et al., 2004). The infrared emission under the narrow PAH features is mostly due to the large thermal grains which are very hot in the inner regions. For the model in which carbon and silicate grains are thermally coupled, it is possible to see, for example, the strong broad feature due to silicate emission peaking at about  $10 \mu\text{m}$ . On the other hand, for the model in which the grains are decoupled, one can see (Fig.5) that this feature almost disappears.

In Figure 5, we also compare the predicted SED to one of HD 97048 constructed with different sets of data. Photometric points from the visible to the mid-IR were taken from Hillenbrand et al. (1992) and Prusti et al. (1994). To that we have added IRAS and VISIR photometric measurements. Spectroscopic observations were obtained with ISO-SWS (Short Wavelength Spectrometer) (Acke & van den Ancker 2004). The model reproduces roughly well the global shape of the observed SED of HD97048. The agreement between predicted slopes and absolute fluxes from the near- to mid-IR waves with observed ones is rather acceptable (differences  $\leq 20\text{--}40\%$ ). Moreover, our model reproduces also well the observed intensity of the most commonly observed PAH features, i.e.,  $3.3$ ,  $6.2$ ,  $7.7$  and  $11.3 \mu\text{m}$ , especially if we correct for contamination by the associated reflection nebula (about  $40\%$ , see Section 3). This is in agreement with previous comparisons made by Habart et al. (2004) between flared disk model results and observed PAH emission features with ISO and ground-based telescopes of some thirty HAeBe stars, including HD 97048.

Nevertheless, one can note that there is some mismatch between the predicted and observed PAH spectra; the strength of the  $8.6 \mu\text{m}$  feature is, for example, significantly underestimated by the model. However, this is not surprising considering the uncertainties on the PAH ab-

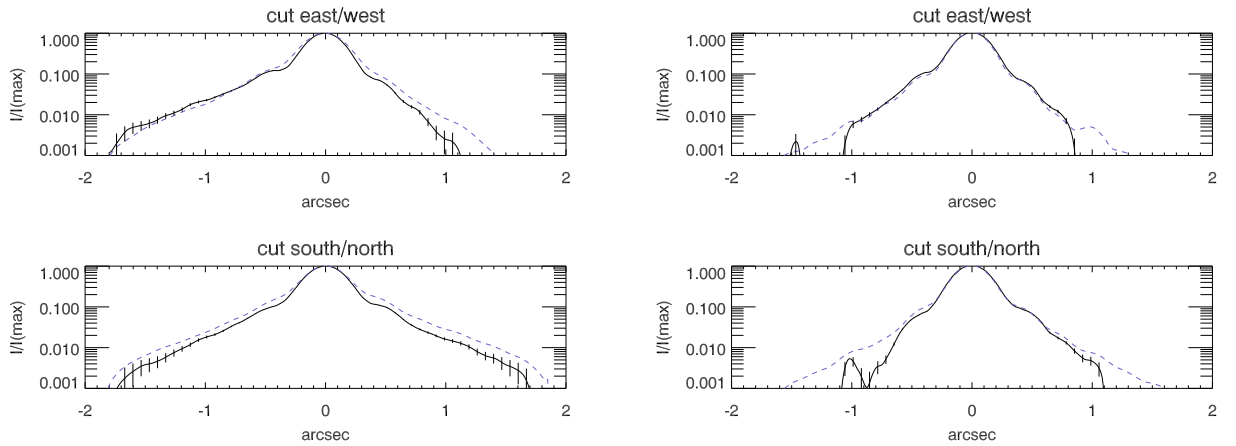
sorption cross section (Li & Draine 2001) and our simple hypothesis that PAH are characterized by a single charge state, size or hydrogenation parameter along the disk. This is unlikely to be the case and is briefly discussed in this section. Also, one can note that HD 97048 presents peculiar strong features that peaks at  $3.43$  and  $3.53 \mu\text{m}$  not predicted by our model. Several studies have proposed attributing these features to surface C-H stretching modes on nanodiamond particles (e.g., Guillois et al. 1999; Van Kerckhoven et al. 2002; Sheu et al. 2002; Jones et al. 2004). Because of the good match between laboratory and observed spectra, this identification is very convincing.

In addition, the absence of the small grains of silicate features in the HD 97048 spectra could appear intriguing since they are the most abundant dust species in interstellar space. However, in ISO spectra, Acke & van den Ancker (2004) reported non detection of silicate feature for 16 objects out of 46 showing that the absence of the silicate feature is a common phenomenon among HAeBe stars. The silicate emission at  $10 \mu\text{m}$  is arising from grains with a size of  $0.1 \mu\text{m}$  thermally heated in the inner region ( $1 < r < 10 \text{ AU}$ ) from direct and/or indirect irradiation by the central star. The absence of this emission could probably result from various effects concerning either the dust properties either the disk geometry. But this issue could not be investigated with the resolution of VISIR observations.

Finally, concerning the longer wavelength, we find that the submm flux is too low by a factor 70 compared to observations (Henning & Launhardt 1998). This shows that a large reservoir of large grains (around a millimeter size) must exist in the outer regions of the disk. These grains would naturally reside close to the midplane and therefore do not affect the shape of the disk. They are therefore not within the focus of this paper, and for this reason we do not include them in our model. If we would have included them, they would only affect these long-wavelength fluxes, because the disk has a flaring geometry (see e.g. Dullemond & Dominik 2004a, Figs. 6 and 7).

#### 5.4. Imaging

Figure 6 shows the modelled disk image in the PAH band at  $11.3 \mu\text{m}$  and the adjacent continuum. These emissions both originate from the optically thin surface of the disk but the PAH emission is much more extended than the adjacent continuum. The continuum reaches  $50\%$  of its integrated intensity at a very small radius (about  $2 \text{ AU}$ ), while the PAH feature does so at large radii (about  $100 \text{ AU}$ ). This behaviour basically reflects the different excitation mechanisms of grains in thermal equilibrium and PAHs transiently heated. Only grains very near the star are warm enough to emit at  $11 \mu\text{m}$  whereas PAHs farther away can be excited and emit in the  $11.3 \mu\text{m}$  feature. The emission at  $11.3 \mu\text{m}$  (band + continuum), in the central part of the disk ( $< 2 \text{ AU}$ ) is dominated by the thermal emission from silicate and carbon grains, whereas in the outer regions of the disk, the emission is dominated by the PAH feature. Moreover, among the PAH features, the  $11.3 \mu\text{m}$  is one of the most extended spatially. Indeed, as discussed in Habart et al. (2004b), the features at shorter wavelengths are in fact stronger in the inner part of the disk (where PAHs are hotter because multiphoton events occur where the radiation field is most intense), decreasing rapidly in the outer



**Fig. 7.** *On the left*, cut in north/south and east/west (up panel) for the template model of the PAH band at  $11.3 \mu\text{m}$  convolved with VISIR PSF (dashed line) compared to the observation (full line). *On the right*, the same as on the left with the adjacent continuum at  $10.5 \mu\text{m}$ .

cold part. On the other hand, the features at longer wavelengths are more extended.

Fig 7 shows the brightness emission profiles of the PAH feature and the adjacent continuum obtained by convolving the model with the corresponding PSF observed by VISIR. The model predicts a spatial distribution of the PAH emission very similar to that observed. The predicted FWHM and wings extension are in fact very close to the observed ones (differences  $\leq 20\%$ ). Moreover, our disk model predicts, as in the observations, an asymmetry east/west, which only results from the inclination of a flared disk optically thick at the observed wavelength. This acceptable agreement gives a strong support for the physics underlying in our flared disk model. The disk parameter that most affects the PAH emission is in fact the disk flaring angle, which determines at each radius the fraction of FUV intercepted by the disk surface. Lower values of the flaring could be caused by a variety of reasons, for example if the dust settles toward the disk midplane (Dullemond & Dominik 2004b). If the disk is less flared, the PAH emission which directly tracks the illumination of the disk surface will strongly reduce in the outer disk region. Less flared disks will have less extended PAH emission features and weaker. This will be particularly true for the features at long wavelength, such as the  $11.3 \mu\text{m}$  one, which have a large contribution from the outer disk. In the extreme case of a fully self-shadowed disks, the PAH feature strengths should decrease by orders of magnitude and the spatial distribution should be similar to one of the adjacent continuum.

In addition, it is remarkable to note that, as predicted by the model, the observed spatial extension of the  $11.3 \mu\text{m}$  feature is much larger than that observed for PAH feature at the  $3.3 \mu\text{m}$ , which are extended on a scale of (several) 10 AU (Habart et al. 2004a). This has the interesting implication that PAHs appears to be present over a large range of radius; in other words, PAHs can survive over a wide range of physical conditions. Finally, concerning the spatial extent of the  $10 \mu\text{m}$  adjacent continuum emission, the model predicts that it is slightly broader than the PSF but still agrees with the observations.

It must be emphasized here that there are several complications which we have neglected. The most obvious is that we have assumed that PAHs can be characterized by a single size, hydrogenation and charge state. This is unlikely to be the case, and one can expect variations as a function of radius and depth in the disk. For example, PAHs are likely to be more positively ionized in the inner disk regions. Moreover, processes such as photo-evaporation or coagulation could affect the abundance and size of PAHs. In order to get some insight into the specific PAH properties, one needs spatial information of several band strength ratios. We are developing this study in a forthcoming paper.

## 6. Summary and conclusions

In a former paper (Lagage et al. 2006), we were able to constrain for the first time the flaring geometry of a disk around an intermediate-mass young star HD97048. These results were based on a very simple model making several assumptions such as a surfacic PAH emission, an optically thick disk, and a power-law function for the surface height and the intensity. In the present paper, using a full radiative transfer model based on predicted disk geometries assuming hydrostatic equilibrium (Dullemond et al. 2001; Dominik et al. 2003; Dullemond & Dominik 2004a), we could:

- justify the hypothesis made in the previous paper (Lagage et al. 2006), and therefore confirm the results, e.g., the images calculated with a different code (Pinte et al. 2006).
- show that both SED and spatial distribution of the PAH emission and the adjacent continuum are in very good agreement with the model predictions for common disk parameters.
- take the general agreement between observations and predictions as a strong support for the physical pictures underlying our flared disk model.

## References

Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151

- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, ApJ, 345, 245
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, ApJ, 490, 368
- Davies, J. K., Evans, A., Bode, M. F., Whittet, D. C. B., & Kilkenny, D. 1991, MNRAS, 252, 271
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, A&A, 398, 607
- Doucet, C., Pantin, E., Lagage, P.-., & Dullemond, C. P. 2006, A&A, in press
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004a, A&A, 417, 159
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004b, A&A, 421, 1075
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, ApJ, 560, 957
- Guillois, O., Ledoux, G., & Reynaud, C. 1999, ApJL, 521, L133
- Habart, E., Natta, A., & Krügel, E. 2004a, A&A, 427, 179
- Habart, E., Testi, L., Natta, A., & Carbillet, M. 2004b, ApJL, 614, L129
- Henning, T. & Launhardt, R. 1998, A&A, 338, 223
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, ApJ, 397, 613
- Jones, A. P., d'Hendecourt, L. B., Sheu, S.-Y., et al. 2004, A&A, 416, 235
- Lagage, P.-., Doucet, C., Pantin, E., et al. 2006, Science express, 10.1126/science.1131436
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, ApJL, 550, L213
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, A&A, 365, 476
- Omont, A. 1986, A&A, 164, 159
- Perrin, M. D., Duchêne, G., Kalas, P., & Graham, J. R. 2006, ApJ, 645, 1272
- Pinte, C., Ménard, F., Duchêne, G., & Bastien, P. 2006, A&A, 459, 797
- Pontoppidan, K. M. & Dullemond, C. P. 2005, A&A, 435, 595
- Prusti, T., Natta, A., & Palla, F. 1994, A&A, 292, 593
- Sheu, S.-Y., Lee, I.-P., Lee, Y. T., & Chang, H.-C. 2002, ApJL, 581, L55
- Siebenmorgen, R., Prusti, T., Natta, A., & Müller, T. G. 2000, A&A, 361, 258
- The, P. S., Tjin, H. R. E., Steenman, H., & Wesseliuss, P. R. 1986, A&A, 155, 347
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2004, A&A, 418, 177
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, A&A, 330, 145
- van den Ancker, M. E., The, P. S., Tjin A Djie, H. R. E., et al. 1997, A&A, 324, L33
- Van Kerckhoven, C., Tielens, A. G. G. M., & Waelkens, C. 2002, A&A, 384, 568
- Waters, L. B. F. M. & Waelkens, C. 1998, Annual Review of Astron and Astrophys, 36, 233
- Weidenschilling, S. J. 1977, Astrophysics and Space Science, 51, 153
- Weintraub, D. A., Bary, J. S., Kastner, J. H., Shukla, S. J., & Chynoweth, K. 2005, in Protostars and Planets V, 8197+
- Whittet, D. C. B., Prusti, T., Franco, G. A. P., et al. 1997, A&A, 327, 1194



# An original interferometric study of NGC 1068 with VISIR BURST mode images<sup>★</sup>

A. Poncelet<sup>1,2</sup>, C. Doucet<sup>3</sup>, G. Perrin<sup>2</sup>, H. Sol<sup>1</sup> and P.O. Lagage<sup>3</sup>

(Affiliations can be found after the references)

Received , 2006; accepted , 2006

## ABSTRACT

**Context.** We present 12.8  $\mu\text{m}$  images of the active galactic nucleus (AGN) inside the core of NGC 1068, the archetype Seyfert type II galaxy, obtained during first operations of the *BURST mode* of the VLT/VISIR (Imager and Spectrometer in the InfraRed at the Very Large Telescope). **Aims.** First, we attempt to trace structures under the diffraction limit of one UT (Unit Telescope at the VLT). Then, we investigate the link between dust in the vicinity of the central engine of NGC 1068, recently resolved by interferometry with MIDI (Mid-Infrared Interferometer), and more extended structures. This step is mandatory to get a multi-scale understanding of the sources of mid-infrared (MIR) emission in AGNs.

**Methods.** We used 12.8  $\mu\text{m}$  images obtained in *BURST mode* with VISIR. This imaging mode is necessary to lead a speckle processing of images and to extract the very low spatial frequency visibilities of the nucleus of NGC 1068. In the first part, we use the full field of images while in the second one, we limit it to the mask used for the acquisition of MIDI data.

**Results.** Extracted visibilities are reproduced with a multi-component model which allows to distinguish two major sources of emission at 12.8  $\mu\text{m}$ . The innermost one is  $< 85$  mas, far below the diffraction limit of one UT (320 mas at 12.8  $\mu\text{m}$ ), showing the great interest in the use of this imaging mode. This component is directly associated with the *dusty torus*. The second one is ( $< 140$ ) mas  $\times$  1187 mas in size, elongated along PA  $\sim 4^\circ$  from north to east.

Then, visibilities independently obtained from VISIR and MIDI observations have been confronted. This reveals the close environment of the *dusty torus*, partially entering in the field of view of MIDI (up to 300 mas from the central engine), to be a strong contribution to the MIR emission observed in long baseline interferometry. This study points to the strong necessity to take it into account, while modelling long baseline interferometric data, to better constrain parameters related to the *dusty torus*.

**Conclusions.** This interferometric approach provides results in agreement with structures previously underlined by deconvolution of long-time exposure VISIR images, emphasizing the consistency and validity of the two analyses. The elongated MIR contribution toward the north is thought to originate from individually unresolved dusty clouds, located inside the ionisation cone (likely to be weakly opened), photoevaporating and radiatively accelerated. This scenario helps to understand the correlation with observations at other wavelengths.

**Key words.** galaxies: NGC 1068 – galaxies: Seyfert – galaxies: active galactic nuclei – infrared: galaxies – techniques: imager – instrument: VISIR – techniques: speckle interferometry

## 1. Introduction

NGC 1068, the bright and near archetype Seyfert type II galaxy is a key target to test the unified scheme of AGNs. A review of emissions of NGC 1068 across the whole spectrum is presented by Galliano et al. (2003). From observations of broad, polarized emission in the nucleus of NGC 1068, Antonucci & Miller (1985) gave the first evidence that Seyfert type II nuclei would in fact be Seyfert type I nuclei hidden by a geometrically and optically thick dusty torus. Several theoretical modelling of this doughnut-like distribution of dust – continuous or clumpy – followed (Pier & Krolik 1992, 1993; Granato & Danese 1994; Nenkova et al. 2002; Schartmann et al. 2005;

Hönig et al. 2006). Dynamical aspects have been investigated, among others, by Krolik & Begelman (1988), Zier & Biermann (2002). An alternative explanation to this obscuration is proposed by Emmering et al. (1992), Elvis (2000) or Elitzur & Shlosman (2006) who consider a radiative wind to account for the obscuration of the central engine in Seyfert II nuclei.

First constraints on geometry and composition of dust in the vicinity of the central engine of NGC 1068 are brought by near and mid-IR high angular resolution observations. First *J*, *H* and *K*-band Adaptive Optics (AO) images of NGC 1068, with a resolution of 0.12", highlighted an unresolved *K*-band core of upper size  $\sim 9$  pc ( $\sim 125$  mas), and an elongated *S*-shaped structure extending up to 20 pc ( $\sim 278$  mas) at position angle PA  $\sim 102^\circ$  (Rouan et al. 1998) (at a distance of 14.4 Mpc, 1" is equivalent to 72 pc). Then, spectroscopy with

<sup>★</sup> Based on commissioning time observations collected at the ESO/Paranal MELIPAL telescope.

PUEO-GriF at CFHT and the application of a radiative transfer model revealed an almost resolved  $K$ -band hot dust structure of  $\sim 120$  mas (Gratadour et al. 2003). This structure was well resolved with NAOS-CONICA at the VLT in the  $K$  and  $L$  bands (Rouan et al. 2004), tracing components of  $FWHM \sim 67$  mas and  $122$  mas, elongated along the NS direction with  $PA \sim -16^\circ$ . Gratadour et al. (2005) presented an updated analysis by deconvolution of these images using MISTRAL and confirmed the previous conclusions.

First bispectrum speckle interferometric measurements were interpreted as a resolved Gaussian component of  $FWHM \sim 30$  mas (Wittkowski et al. 1998; Weinberger et al. 1999). Then, the first  $K$ -band data point, obtained in long baseline interferometry with VLT/VINCI and reported by Wittkowski et al. (2004), was coupled with speckle interferometric measurements of Weigelt et al. (2004), leading to two components of  $FWHM < 5$  mas and  $40$  mas. From SAO 6 m telescope observations, near-IR bispectrum speckle interferometry in  $K'$  and  $H$  bands revealed a component of  $FWHM \sim 18$  mas  $\times$   $39$  mas, and  $PA \sim -16^\circ$ , consistent with  $K$ -band VLT/NACO deconvolved images (Rouan et al. 2004; Gratadour et al. 2005).

In the mid-IR, first images with a resolution of  $0.1''$  from Keck-II are reported by Bock et al. (2000), highlighting a NS elongated structure in the central region of NGC 1068. Tomono et al. (2001), from Subaru 8.2 m telescope images, come to similar conclusions and give sizes of  $290 \times 180$  mas. Deconvolved  $12.8 \mu\text{m}$  images obtained with VISIR/VLT are reported by Galliano et al. (2005). The non-deconvolved emission map shows the same structures as the ones seen in near-IR AO. Deconvolution allows to trace several knots responsible for the emission in the mid-IR, distributed along the S shape (twisting from  $PA = -4^\circ$  to  $PA = 31^\circ$ ) already seen in near- and mid-IR images (Rouan et al. 2004; Gratadour et al. 2005; Bock et al. 2000).

Spatially resolved mid-IR spectra with a resolution of  $0.25''$  and  $\sim 4''$  have been obtained with the Keck-I and the Gemini North telescopes respectively (Rhee & Larkin 2006; Mason et al. 2006). Mason et al. (2006) distinguish two sources contributing to mid-IR emission inside the nucleus of NGC 1068: a compact core within the central  $4'' \times 4''$ , and a more extended component associated to heated dust inside the ionisation cone.

Interferometric observations in the mid-IR with the VLT were necessary to resolve the distribution of dust inside the central core of NGC 1068. The first VLT/MIDI interferometric measurements, obtained in 2003, are presented by Jaffe et al. (2004). Data are reproduced by two Gaussian components of  $FWHM \sim 10$  mas  $\times$  ( $<12$ ) mas and  $\sim 30$  mas  $\times$   $49$  mas, and temperatures  $>800$  K and  $350$  K for the hot and warm components respectively, both being considered aligned with the radio jet axis in NGC 1068. Recently, Poncellet et al. (2006) reanalysed and reproduced these data with a radiative transfer model between two spherically symmetric components of diameters  $35$  and  $82$  mas, and of temperatures  $361$  and  $226$  K respectively. From this model, they derived the variation of optical depth as a function of wavelength, pointing toward a composition of amorphous silicates for the dusty layer around the central engine of NGC 1068.

While the diffraction limit of a single UT (Unit Telescope at the VLT) at  $10 \mu\text{m}$  is  $\sim 250$  mas, the resolution achieved with MIDI is  $\sim 15$  mas. However, configurations of UTs at the VLTI do not allow to access baselines shorter than  $30$  m, while low spatial frequency visibility points are very constraining to model the MIDI data. An astute way to partially fill this gap is to observe with a single UT and access baselines between  $0$  and  $8.2$  m (the pupil of one UT) by an interferometric processing of images. Following this principle, NGC 1068 has been observed at  $12.8 \mu\text{m}$  in January 2005 with the *BURST mode* (or quasi-Speckle mode) of VISIR, the advantage of this mode being the acquisition time of  $16$  milliseconds which is shorter than the typical time of atmospheric turbulence variations at  $10 \mu\text{m}$  ( $\sim 300$  ms). The aim of the study is first to present the *BURST mode* of VISIR, its advantages and its use for the speckle analysis which allows to derive the first low spatial frequency interferometric data points between  $0$  and  $8$  m of baseline in the mid-IR. Then, to compare these points to the high spatial frequency ones obtained with MIDI in 2003, in order to establish the link between the source of mid-IR emissions at different scales. Section 2 details the *BURST mode* of VISIR and presents the principle of the extraction of visibilities from VISIR images. Results of the modelling applied to the VISIR visibilities are shown and discussed in Sect. 3. Section 4 presents the link between VISIR and MIDI observations. Section 5 gives the general conclusions of the study.

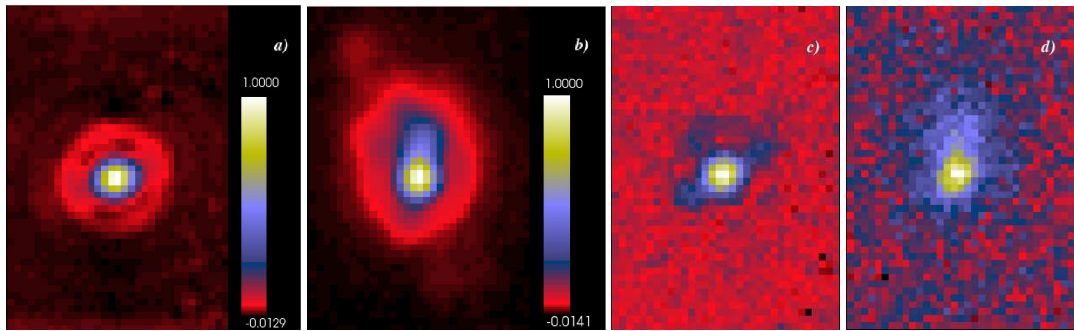
## 2. Observations and data processing

NGC 1068 was observed with the *BURST mode* of VISIR during the night of January 25<sup>th</sup>, 2005. The exposure time for individual images was  $16$  ms and the total exposure time on the object was  $208$  s, in the Ne II filter at  $12.8 \mu\text{m}$  with  $\Delta\lambda = 0.21 \mu\text{m}$ . Seeing conditions were good and the airmass was  $\sim 1.20$  at the time of observations. HD 11383, a K5III spectral type star, was observed as a calibrator. Individual and resulting  $12.8 \mu\text{m}$  VISIR *BURST mode* images of NGC 1068 and of the calibrator star are presented in Fig. 1.

### 2.1. The *BURST mode* of VISIR

The observations were performed using the ESO mid-infrared instrument VISIR installed on the VLT (Paranal, Chili), equipped with a DRS (former Boeing)  $256 \times 256$  pixels BIB detector.

Under good seeing conditions ( $\leq 0.5$  arcsec in the visible), the images in the mid-IR are diffraction-limited even on an 8 meter class telescope. Unfortunately, the median seeing experienced at Paranal is rather of  $0.8$  arcsec, which degrades the angular resolution. Indeed, for a seeing of  $0.8$  arcsec in the visible, assuming that the wavelength dependence of the seeing follows a  $\lambda^{-1/5}$  law, the seeing value at  $10 \mu\text{m}$  is  $0.4$  arcsec, which is larger than the diffraction limit of  $0.3$  arcsec. This represents a  $5$  pixel motion on the detector with the smallest field of view of VISIR ( $0.075''/\text{pixel}$ ). In order to get the best spatial resolution with VISIR, we experiment a new imaging mode on bright objects, the *BURST mode*. The principle is to take short enough exposure images ( $\leq 50$  ms) to freeze the turbulence; the



**Fig. 1.** 12.8  $\mu\text{m}$  images obtained with the burst-mode of VISIR. For comparison, normalised images are displayed with the same color table. *From left to right:* *a)* Sum of the 2200 individual exposures on HD 11383 (reference star). The good signal-to-noise ratio has to be compared to individual exposures. Here we clearly see the Airy disk ( $\sim 10.5$  pixels large centered on the brightest pixel). *b)* Sum of the 13000 exposures obtained on NGC 1068. The full structure clearly appears: the NS elongation from the unresolved compact core, the asymmetric emission and a knot further away toward the NE (North is up and East is left). The apparent EW elongation is due to the diffraction ring at  $\sim 393$  mas from the core. *c)* Example of an individual 16 ms exposure of HD 11383. The Airy disk slightly appears, attesting of the good seeing conditions during the night of observation. *d)* An individual exposure on NGC 1068, already showing the NS elongation of the nucleus.

coherence time of the atmosphere at 10  $\mu\text{m}$  is around 300 ms at Paranal for a good seeing.

In order to correct for the turbulence by offline processing, the data are stored every 1000 elementary images in one nodding position for a chopping frequency of 0.25 Hz in the north/south direction. The nodding direction is perpendicular to the chopping direction with an amplitude of  $8''$ . After classical data reduction in the mid-IR, a cube of  $500^1$  images chopped and noded (4 beams/image) is obtained. Because of turbulence, each source on an image moves independently and as a result, we have to extract individually the 4 sources in each image (4 quarters) of the cube and shift and add the image with the ones corresponding to the same quarter. Finally, we shift and add the four final images of the four quarters, resulting into 13000 and 2200 elementary images of NGC 1068 and HD 11383 respectively. For a better signal-to-noise ratio, elementary images were added by packs of 5. The good correlation between elementary images allowed to consider these packs of 5 images as instantaneous maps of the source intensity in the following study.

## 2.2. Extraction of the VISIR visibilities

The technique used in this study aims to fully benefit of the diffraction limit of a large telescope and is based on the principle of speckle analysis, first introduced by Labeyrie (1970). Indeed, an image taken with a UT of pupil  $D = 8.2$  m, such as the one taken with VISIR, contains all spatial frequencies between 0 and the cut-off frequency of the telescope, i.e.  $D/\lambda$ . According to the Zernike-Van Cittert theorem, low spatial frequency visibilities between 0 and 8.2 m of baseline are simply obtained from the Fourier transform of the source intensity distribution recorded in a single dish image.

Let  $O_\lambda(\alpha, \delta)$  be the monochromatic intensity distribution of the object in the sky plane ( $\alpha, \delta$ ) and  $I_\lambda(\alpha, \delta)$  the same quantity convolved with the monochromatic point-spread function

<sup>1</sup> 1000 divided by 2 because of the 2 chopper positions

$T_\lambda(\alpha, \delta)$  which takes into account the response of the telescope pupil and atmosphere, then:

$$I_\lambda(\alpha, \delta) = O_\lambda(\alpha, \delta) * T_\lambda(\alpha, \delta). \quad (1)$$

The instantaneous visibility modulus, as a function of spatial frequencies ( $u, v$ ), being the Fourier transform of the brightness distribution of the object, is given by (\*being the to Fourier transforms operator):

$$V_{\lambda}(u, v) = \tilde{O}_\lambda(u, v) = \frac{\tilde{I}_{\lambda}(u, v)}{\tilde{T}_{\lambda}(u, v)}. \quad (2)$$

One interest of the *BURST mode*, or quasi-Speckle mode, of VISIR is the exposure time being shorter than the coherence time of turbulent wavefronts in the mid-IR, allowing to freeze atmospheric turbulence. We measure instantaneous maps of  $\tilde{I}_\lambda(u, v)$  from images and extract the squared visibility modulus as follows:

$$|V_\lambda(u, v)|^2 = |\tilde{O}_\lambda(u, v)|^2 = \frac{\langle |\tilde{I}_{\lambda}(u, v)|^2 \rangle_t}{\langle |\tilde{T}_{\lambda}(u, v)|^2 \rangle_t}. \quad (3)$$

where  $\langle \rangle_t$  stands for the time average over exposures. Therefore, the first interest of *BURST mode* imaging is to keep low spatial frequency informations up to the cut-off frequency of a UT (i.e.  $D/\lambda$ ) after uncoherent integration of exposures. The seeing was excellent and very stable during observations of NGC 1068 and images are diffraction-limited. Thus, the monochromatic transfer function  $\tilde{T}_\lambda(u, v)$  is well estimated by observations of the calibrator star. Unbiased visibilities for NGC 1068 and for the calibrator star are computed from the power spectra of the images:

$$\begin{aligned} |V_{\text{calib}}(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_{\text{calib}}(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{N}_{\text{calib}}(u, v)|^2 \rangle_t \\ |V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 &= \langle |\tilde{I}_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 \rangle_t - \langle |\tilde{N}_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2 \rangle_t \end{aligned} \quad (4)$$

where  $\tilde{I}_{\text{NGC1068}}$ ,  $\tilde{I}_{\text{calib}}$  are the Fourier transforms of the intensity distribution on individual VISIR *BURST mode* images of NGC 1068 and of the calibrator star respectively, and

$\tilde{N}_{\text{NGC1068}}$ ,  $\tilde{N}_{\text{calib}}$  are the Fourier transforms of the background photon noise on the related images. The final calibrated visibility estimate for NGC 1068 is:

$$|V(u, v)|^2 = \frac{|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|^2}{|V_{\text{calib}}(u, v)|^2} \quad (5)$$

In our study, the most important interest of *BURST mode* observations compared to long-time exposures is the ability to calibrate the source spatial spectrum.

The histograms of the individual exposure  $|V_{\text{NGC1068}}|^2$  and  $|V_{\text{calib}}|^2$  estimates are gaussian. Errors were propagated to determine error bars for the uncalibrated visibilities:

$$\sigma_{|V_{\text{NGC1068}}|^2} = \left( \frac{\sigma(|\tilde{N}_{\text{NGC1068}}|^2)^2}{N} + \frac{\sigma(|\tilde{N}_{\text{NGC1068}}|^2)^2}{N} \right)^{1/2} \quad (6)$$

$$\sigma_{|V_{\text{calib}}|^2} = \left( \frac{\sigma(|\tilde{N}_{\text{calib}}|^2)^2}{N'} + \frac{\sigma(|\tilde{N}_{\text{calib}}|^2)^2}{N'} \right)^{1/2} \quad (7)$$

where  $N$  and  $N'$  are the number of images taken during observations of NGC 1068 and of the calibrator star respectively (namely 2700 and 450).

A Monte-Carlo computation is used to estimate error bars for the calibrated visibility. It consists in generating random numbers with a gaussian distribution for the numerator and denominator in Eq. 5, taking into account standard deviations given by Eq. 6 and 7. The standard deviation of the simulated visibility distribution is the  $1 \sigma$  error on  $|V(u, v)|^2$ . Depending on spatial frequencies, error bars on visibilities range between 1 and 10 %. Two-dimension (2D) maps of the visibilities and associated error bars are then obtained.

Because the intensity distribution of the source is real, this 2D visibility map is centro-symmetric with respect to the zero spatial frequency. Different cuts of the visibility map along several orientations are presented in Fig. 2. Orientations on the spatial frequency plane correspond to the orientation on the sky plane (conventions used being  $0^\circ$  is related to the NS axis and  $90^\circ$  to the EW axis in images).

In the following, the visibilities are compared to simple geometrical models as is often the case in optical-infrared interferometry. A model of the spatial brightness distribution of the source  $O(\alpha, \delta)$  is used to extrapolate the high-spatial frequency information from the measured low spatial frequencies. Thus, thanks to the *a priori* information injected through this model, structures smaller than the diffraction limit of the instrument (here for a telescope of 8 m pupil at  $12.8 \mu\text{m}$ , i.e.  $\sim 320 \text{ mas}$ ) can be estimated. This super resolution technique works as long as the signal-to-noise ratio on visibilities is high enough to be able to detect a visibility drop with respect to 1. In classical imaging, an equivalent technique consists in detecting the width difference between the point spread function (psf) and the source intensity peak. This however requires a high signal-to-noise ratio and an excellent stability of the psf.

### 3. First study of VISIR visibilities

In this section, visibilities are compared to geometrical models. We start with sets of uniform disk models which we use as

rulers to measure the typical sizes of the structures in the object as a function of azimuth. The use of a more complex model, a combination of uniform disks and ellipses, then follows to account for the whole evolution of the visibility and especially for the departure from the circular symmetry.

### 3.1. Modelling

#### 3.1.1. Azimuth-dependent modelling

Looking at the 2D visibility map derived from VISIR images displayed on the left of Fig.4, one notices that it has an elongated shape along a direction close to the horizontal. Then looking at cuts of the visibility along different directions presented in Fig. 2, one can directly appreciate the strong fall of visibility along the NS axis (see plots corresponding to  $0^\circ$  in Fig. 2), and the higher level of the visibility along the perpendicular axis (see plots corresponding to  $90^\circ$ ). The highest the visibility, the smallest the observed source. This means that the source, well resolved along the NS axis seems to be, on the contrary, rather unresolved along the perpendicular axis. To obtain typical sizes of the source along each direction, we first fitted the different cuts of visibilities with a simple model consisting in one uniform disk. However, a model with two uniform disks is needed to get better fits. For each orientation (marked by  $\theta$ ), free parameters associated with this two-component model are the sizes of the two disks ( $\phi_1(\theta)$  and  $\phi_2(\theta)$ ) and the flux ratio between them ( $\eta(\theta)$ ).

Fits of cuts of the visibility along different orientations are presented in Fig. 2. Along each direction, optimum parameters were evaluated with a  $\chi^2$  minimisation and error bars on parameters were obtained by varying the  $\chi^2_{\text{min}}$  by 1. The global value of the reduced  $\chi^2$  (i.e. corresponding to all fits) is given by:

$$\chi^2_{\text{red}} = \frac{1}{N - P_1} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{V_i^2 - M_i(\phi_1(\theta), \phi_2(\theta), \eta(\theta))}{\sigma_i} \right]^2 \quad (8)$$

$(N - P_1)$  is the number of degrees of freedom, where  $N$  stands for the number of visibility points ( $N = 91$ );  $P_1$  is the number of free parameters: there are 3 parameters per orientation and a total of 12 orientations ( $P_1 = 36$ );  $V_i$  and  $\sigma_i$  are respectively visibilities and error bars measured with the speckle analysis;  $M_i$  are the modeled visibility values. The value of the global reduced  $\chi^2$  is 24.9.

Sizes and error bars of the small and extended components obtained for each orientation were reported on the image and linked together (see red points and green lines in Fig. 3). The source is then described by an inner component of size  $< 300 \text{ mas}$ , under the diffraction limit of the UT (red points on Fig. 3), and a second more or less symmetric, well resolved, extending up to  $\sim 800 \text{ mas}$  from the core (green component on Fig. 3). Apart from these typical sizes, it is difficult to figure out the real shape of the components since part of the asymmetry is due to the azimuth dependence of the flux ratio between the two components. It ranges between  $\sim 0.29$  along the EW axis and  $\sim 4.76$  along the direction oriented at  $14^\circ$

from north to east. A more realistic description of sources of MIR emission in the nucleus of NGC 1068 is given by the global modelling detailed below.

### 3.1.2. Global modelling

Considering previous results, we then attempt to make a global fit of all orientations at the same time with a model of several embedded components with simple geometries. To do so we fitted the 2D map of VISIR most reliable visibility points (see left of Fig.4). In order to distinguish and to quantify the main contributions to the mid-IR emission, from the core to tens of parsecs, we considered the flux ratio between the components as a constant. To account for the asymmetry of the visibility distribution, we first made use of a simple model of one circular plus one elliptical uniform disks. This model converges to two different kinds of solution with the same value of the reduced  $\chi^2$  ( $\sim 27$ ). This value is equivalent to the one obtained with the previous model applied to each direction independently. It turns out that an additive component is mandatory to have a better fit of the visibility map and to better constrain the size upper limit of the smallest component. To limit the number of parameters and to account for the asymmetry of the visibility map, this third model consists in two circular uniform disks plus an elliptical one. The number of free parameters is here seven: the diameter of the two circular disks ( $\varnothing_1$  and  $\varnothing_2$ ); the semi-major and the semi-minor axes  $a$  and  $b$ , and the orientation  $\theta$  of the elliptical disk in the sky plane (angles are positive from north to east); the flux ratios between the small and intermediate components ( $\eta_1$ ), and between the intermediate and the largest one ( $\eta_2$ ).

$$\chi_{\text{red}}^2 = \frac{1}{N - P_2} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{V_i^2 - M_i(\varnothing_1, \varnothing_2, a, b, \theta, \eta_1, \eta_2)}{\sigma_i} \right]^2 \quad (9)$$

where  $N = 91$  and  $P_2 = 7$ .

The minimisation of the previous expression of the reduced  $\chi^2$  yields the following constraints on the parameters:

- $\varnothing_1 < 85$  mas
- $a < 140$  mas
- $b = 1187 \pm 22$  mas
- $\theta = -3.7 \pm 0.8^\circ$
- $\varnothing_2 = 2367 \pm 107$  mas
- $\eta_1 = 3.0 \pm 0.1$
- $\eta_2 = 1.4 \pm 0.1$

Values for  $\theta_1$  and  $a$  are close to zero. We have chosen to give an upper limit for these parameters as 0 is within the  $1\sigma$  range of uncertainty. The corresponding modeled visibility and residuals maps are presented in the middle and on the right of Fig.4 respectively. Fits of visibilities by this model for different orientations in the  $(u, v)$  plane are compared to the ones obtained with the first model of two circularly uniform disks in Fig. 2. The reduced  $\chi^2$  is equal to 8.7. It is smaller than the first

model reduced  $\chi^2$  for which the number of degrees of freedom was far larger.

Geometrical parameters constrained by this model are reported on the deconvolved image of Galliano et al. (2005) and Bock et al. (2000) (see the middle and right panels of Fig. 3 respectively). Our three-component model has to be compared to the structures of these images. The compact core and the ellipse account well for the core and the NS elongation (i.e. knots NE1 and SW1 of Galliano et al. (2005)) while the 2.4 arcsec uniform disk accounts (both in size and total brightness) for the background of fainter and further structures.

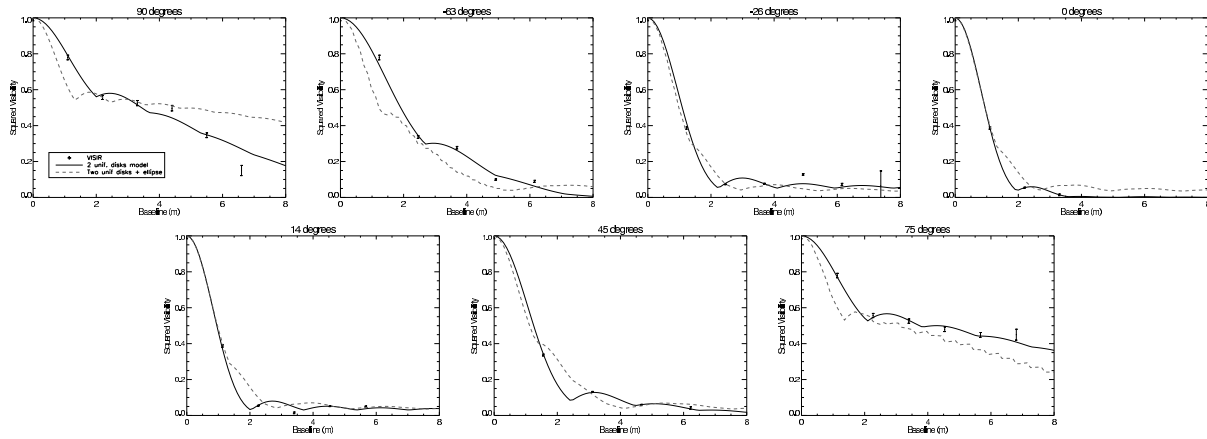
## 3.2. Discussion of the results

### 3.2.1. The MIR core

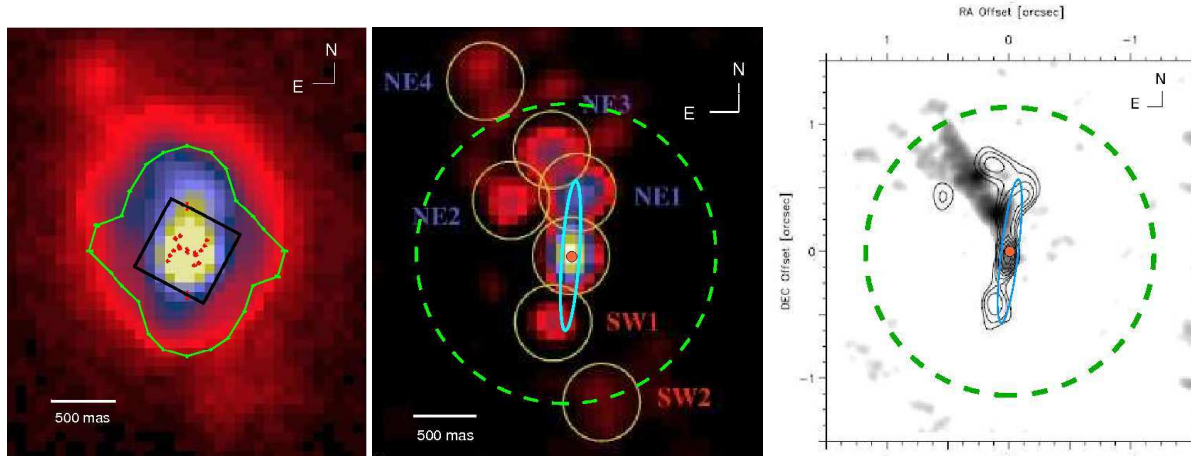
The speckle analysis of VISIR burst-mode images allows to put a size upper limit of  $\sim 85$  mas for the inner source of emission in the nucleus. This is far below the diffraction limit of the UT at  $12.8 \mu\text{m}$  (i.e. 320 mas) and the FWHM upper limits of 290 and 190 mas (along the NS and EW directions respectively) deduced from deconvolution of the  $12.8 \mu\text{m}$  image obtained with the standard acquisition mode of VISIR (Galliano et al. 2005). This illustrates the great interest of the speckle process applied here which pushes the resolution capabilities further.

According to this upper size limit, this structure is directly associated with the *dusty torus* first resolved by interferometry with MIDI and in good agreement with sizes highlighted by both studies of Jaffe et al. (2004) (the largest FWHM traced being  $< 49$  mas) and Poncelet et al. (2006) (the structure of dust traced extends up to 82 mas). Similarly as these previous studies, the present one does not allow to answer questions related to the orientation and the inclination of the dust structure inside the core. Nevertheless,  $\text{H}_2\text{O}$  masers, thought to be indicators for the location of the inner edge of the *dusty torus* (Kartje et al. 1999), are distributed between 6 and 14 mas on a disk inclined at  $-45^\circ$  (Greenhill et al. 1996; Greenhill & Gwinn 1997). Following these observations, it is possible that the *dusty torus* has the same inclination. Indeed, this orientation is confirmed by the analysis of recent MIDI observations Jaffe et al. (2006). According to these arguments, we adopt such an orientation in our global picture in Fig. 5.

For comparison with results in the NIR, the VINCI measurement combined with speckle observations reveals a K-band core of  $18 \text{ mas} \times 39 \text{ mas}$  oriented at P.A.  $\sim 16^\circ$  (Weigelt et al. 2004). According to this peculiar orientation different from the MIR and from the distribution of water masers, it is likely that this K-band structure is associated to the inner edge of the *dusty torus*, heated by the radiation from the central engine. In addition, deconvolved NACO images from Gratadour et al. (2006) allow to constrain the size of the unresolved NIR core: 30 mas and  $< 15$  mas in the K-band along the NS and EW axes respectively, and  $\sim 50$  mas in the L and M-bands. These previous conclusions are not in disagreement with the upper size limit of the core inferred here from our speckle analysis.



**Fig. 2.** VISIR visibilities derived from *BURST mode* images at  $12.8 \mu\text{m}$  and associated error bars (symbols) along several directions (angles are positive from north to east). One can see the softer fall of the visibility toward the EW axis ( $90^\circ$ ) than toward the NS axis ( $0^\circ$ ), highlighting the NS elongation of the source. *Black solid line* corresponds to fits with the two circular uniform disk model independently applied for each orientation (global  $\chi^2_{\text{red}} \sim 24.9$ ). *Dashed grey line* corresponds to the last model considered consisting in a two circularly and one elliptical uniform disk. This model is used in order to fit all baselines simultaneously. The value of the reduced  $\chi^2$  is here 8.7. It is smaller than the value related to the previous model due to the higher number of freedom degrees of the global model (see Sect. 3.1),

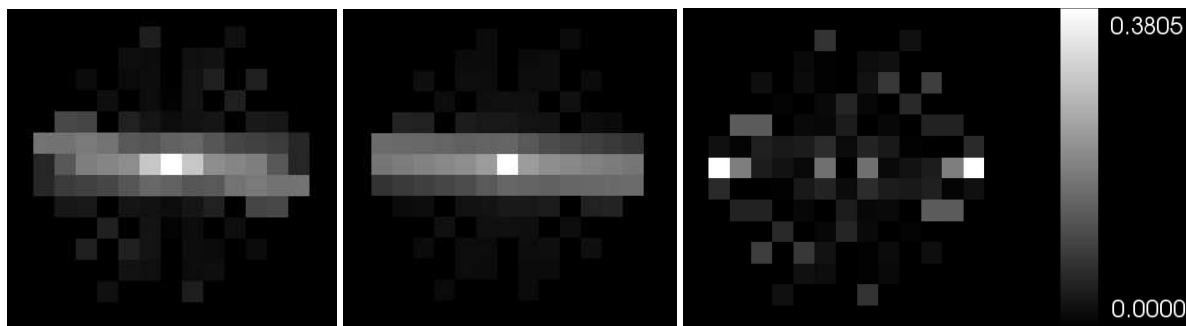


**Fig. 3.** **Left:** comparison of different contributions to MIR emission in the core of NGC 1068. Background is the resulting  $12.8 \mu\text{m}$  VISIR *BURST mode* image. Sizes derived from the two uniform disks model applied to each orientations and as described in Sect. 3.1.1 are superposed (*red and green components*). *The black square* displays the MIDI mask considered in the second part of the study of VISIR visibilities (see Sect. 4). **Middle:** comparison between the structures resulting from the global modelling presented in Sect. 3.1.2, and the deconvolved image obtained from VISIR standard mode observations (Galliano et al. 2005). **Right:** same comparison with the contour plot of the  $12.5 \mu\text{m}$  deconvolved image obtained at Keck 2 (Bock et al. 2000) and the 5GHz radio map of Gallimore et al. (1996) (grey scale). *Green dashed lines* corresponds to the more extended component. *The blue ellipse* corresponds to the elongated one at P.A.  $\sim -4^\circ$ , of size ( $< 140$ ) mas  $\times$  1187 mas. *The orange innermost component* represents the inner uniform disk  $< 85$  mas. This component is directly associated to the *dusty torus* resolved in interferometry with MIDI (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006). This comparison shows the consistency of the different processings applied to MIR images obtained at Keck 2 and with VISIR at the VLT, and the deep interest of the speckle analysis performed on VISIR burst mode images which pushes the resolution well further.

### 3.2.2. The NS elongated structure

The ( $< 140$ ) mas  $\times$  1185 mas elliptical structure appears to be aligned with the axis of the base of the radio-jet in the core of NGC 1068 (P.A.  $\sim -4^\circ$ ). Relations between the radio-jet and structures in the nucleus are slightly detailed further. The ellipse matches well the NE1 and SW1 knots of the deconvolved image of Galliano et al. (2005) (see middle panel in Fig. 3).

The knots have a width which is basically equal to the diffraction limit of the telescope whereas in our case, thanks to the super-resolution brought by the interferometric analysis technique, the elliptical disk is thinner. Knots are therefore likely to be thinner and sizes measured in the deconvolved image may be understood as upper size limits. Another difference between our model and the deconvolved image pertains to the structure



**Fig. 4.** *Left:* visibility map as extracted from VISIR mode *BURST* images. Only data points used for fits have value, other ones are set to 0. *Middle:* visibility map from the model of two circular and one elliptical uniform disks (reduced  $\chi^2=8.7$ ). Scaling of these two maps are between 0 and 1 (white points corresponding to a visibility value of 1 and black ones to value of 0). Comparison between left and right illustrates the quality of the fit. *Right:* map of absolute terms of residuals, i.e. subtraction of the modelled visibility map to the measurements one. The color scaling of the residuals map is presented on the right side.

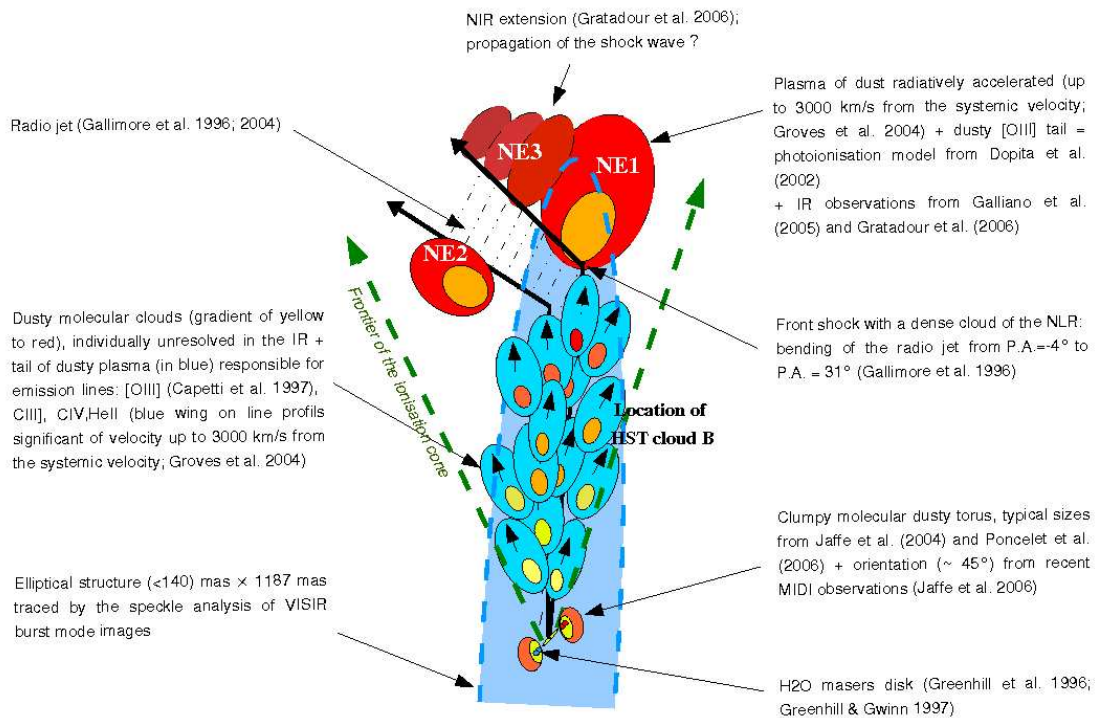
of this component. In our case it is a continuous and uniform ellipse whereas it is a set of discrete knots in the image. Our ellipse must be understood as an average model of these knots. However, the deconvolution process may have emphasized the intensity fluctuations in the structure just enough to produce the knots. At this stage it is difficult to say which of the two is a best representation of the source. Nevertheless, our model allows to interpret a fraction of the flux of the central knot as being part of the elongated structure while the remaining fraction belongs to the central core which is left unresolved by the image. The flux ratios between the different components are discussed further in Sect. 3.2.4. Besides, the comparison between the ellipse and the contour plot from deconvolved  $12.5 \mu\text{m}$  images from Bock et al. (2000) is striking, both structures having equivalent widths (see right panel of Fig. 3).

Regarding other wavelengths, there is a strong correlation between the NS extended core and HST [OIII] cloud A and B (Capetti et al. 1997) (the location of HST cloud B is marked in Fig. 5), located at  $0.1''$  south and north of the nucleus respectively. In addition, NIR observations of Gratadour et al. (2006) show that it is likely that the region between the core and knot NE1 from Galliano et al. (2005) is not depleted of dust. Indeed, a fainter MIR contribution to the flux is observed on the deconvolved images of Galliano et al. (2005) and is here traced by the extended elliptical component. The evolution of the silicate feature from the core of NGC 1068 up to  $\pm 3''$  away has been investigated by Rhee & Larkin (2006) and Mason et al. (2006), from medium resolution spectra obtained with the Long Wavelength Spectrometer at Keck-I and Michelle on Gemini North respectively. Rhee & Larkin (2006) interpret this trend as emission of dust from the inner edge of the *dusty torus*. However, this explanation would require the *torus* to extend up to  $1''$  in the EW direction, which is neither confirmed by the interferometric observations nor by the VISIR ones. On the contrary, Mason et al. (2006) claim that it underlines the presence of molecular dust inside the ionisation cone, up to 600 mas toward the north of the central engine.

We support the conclusions of Mason et al. (2006) and in addition, following the scenario presented by Dopita et al.

(2002), we explain the correlation between the NIR, MIR and UV emissions in this region of the nucleus by unresolved small clouds of molecular dust, irradiated and photoionised by the strong X/UV radiation field coming from the central engine. Front dust directly heated by X-rays photoevaporates and forms a hot plasma of dust, radiatively accelerated away from the central engine and emitting in NIR and MIR. An envelope of ionised gas also forms, and accounts for the narrow emission lines in the UV and optics, and also for the distribution of the [OIII] clouds. This interpretation is strengthened by HST spectroscopy by Groves et al. (2004): first, the CIII], CIV and HeII UV line profiles show a pronounced blue wing within this region, significant of proper motion at velocities up to  $3000 \text{ km.s}^{-1}$ . This means that NLR clouds are pushed toward us. Moreover, fits of these line ratios show that photoionisation is a most favorable interpretation of observations than excitation by shocks between the radio-jet and the interstellar medium. Therefore, it is likely that NLR dusty clouds observed in NIR, MIR, UV and responsible for UV and optics emission lines are in the front side of the ionisation cone, in front of the radio jet axis, and accelerated toward us in a radiative wind (see Fig. 5). There could be two different explanations for the thinness of the ellipse in relation with the scenario just presented: either the ionisation cone has a very small opening angle  $\lesssim 50^\circ$  (i.e. the angle between the two frontiers of the ionisation cone), meaning that the opening angle of the torus would be  $\geq 150^\circ$  (i.e. the angle between the northern and the southern walls of the torus); or the motion of the small unresolved dusty clouds is frozen in that of the radio-jet. In both cases, their propagation would be confined to a thin region, such as observed.

Despite jet-NLR clouds interactions have weak effects on the UV spectra (Groves et al. 2004) and could not account for the high color temperature observed in NIR so far away from the central engine (Gratadour et al. 2006), the elongated ellipse is aligned with the radio jet close to the core and there are some local jet-NLR interactions being responsible for interesting effects. In particular, it is likely that a direct collision between the radio-jet and a dense NLR cloud – labeled HST-C in UV (Capetti et al. 1997), NE1 in MIR (Galliano et al. 2005)



**Fig. 5.** Picture summarizing the multi-wavelength structures observed toward the north in the nucleus of NGC 1068, as discussed in Sect. 3.2.2. Among others, the representation of: - the radio-jet comes from observations of Gallimore et al. (1996); - H<sub>2</sub>O masers from Greenhill et al. (1996) and Greenhill & Gwinn (1997); - the dusty torus from Jaffe et al. (2004), Poncellet et al. (2006) and Jaffe et al. (2006); - MIR clouds from the present study and from Galliano et al. (2003); - NIR emission from Gratadour et al. (2006); - [OIII] clouds from Capetti et al. (1997) and UV lines from Groves et al. (2004). The use of the yellow color has been chosen for heated dust, the gradient of yellow to red color is used for the decreasing of the temperature of dust (typically ranging between 300-500 K) and blue color for [OIII] UV clouds, for which HeII, CIII] and CIV emission-line profiles have a pronounced blue wing significant of proper motion up to  $-3000 \text{ km.s}^{-1}$ , meaning that they are moving toward us. According to the photoionisation scenario proposed by Dopita et al. (2002), NLR clouds are heated by the X/UV radiation field from the central engine. As a consequence, they photoevaporate and form a dusty tail of plasma on their back, responsible for UV and IR continuum and line emissions. In addition, there are some evidences for interactions between the radio jet and the northern NE1 cloud of the NLR located at  $0.6''$  north of the core, such as the bending of the jet from P.A. =  $-4^\circ$  to P.A. =  $31^\circ$ .

and IR-1b in the NIR (Gratadour et al. 2006) – is responsible for the bending of the jet axis (initially at P.A. =  $-4^\circ$ ) to P.A. =  $31^\circ$  (Gallimore et al. 2004). In the same way, a twisting of structures at this same location and to the same final P.A. is observed in the deconvolved MIR and NIR images from Galliano et al. (2005) and Gratadour et al. (2006) respectively. Moreover, structures above the cloud NE1 seen in the NIR *K*, *L*, and *M* bands deconvolved images are particularly interesting since their peculiar distribution may be the signature of the shock-wave propagation in the dusty plasma medium, radiatively accelerated and parallel to the propagation of the radio-jet (see the scenario of Dopita et al. (2002)). This possibility is already discussed by Gratadour et al. (2006). The global picture of the scenario and various components described above is given in Fig. 5.

### 3.2.3. More extended structures

The extended component of the model of the VISIR visibilities has been used to account for the most extended contributions to the flux. According to the deconvolved image of Galliano et al. (2005), it includes knots NE2, NE3, NE4 and SW2 (see the middle panel of Fig. 3). The geometry considered by our model is clearly too simple, but a detailed description of the extended environment of the core of NGC 1068 goes beyond the scope of the present study. The important information to consider here for the interpretation of this component is the flux ratios between the total flux from the extended environment and from the inner structures, which are discussed below.

### 3.2.4. Flux ratios between components

We compare the flux ratios derived from our global modelling to previous observations at this wavelength. For this comparison, we first associate the inner component of the global mod-



elling to the source of flux labeled  $b$  and the ellipse (referred to *elongated* component in the following) to components labeled  $a$  and  $c$  on Fig. 5 of Bock et al. (2000). According to their mean fluxes, we deduce:  $F_{\text{core}}/F_{\text{elongated}} = 2.92$ . This ratio is in wonderful agreement with our best fit which provides a flux ratio of 3.0 between the inner core and the elongated component.

In the same way, we check the consistency of our approach with the deconvolution processing of Galliano et al. (2005) by comparing the flux ratios between the components obtained from the two different methods. Using Table 1 of their paper and associating our elongated component with the SW1 and NE1 knots, and our extended uniform disk with the remaining SW and NE knots, we have computed the following flux ratios:

- $F_{\text{core}}/F_{\text{elongated}} = 2.02$
- $F_{\text{elongated}}/F_{\text{extended}} = 1.72$

Given the uncertainties on photometry measurements in deconvolved images of Galliano et al. (2005) and the simplicity of our model, those ratios are in good agreement with the flux ratios of 3.0 and 1.4 we derived from the global modelling of speckle data. The agreement is all the best as the structures of Galliano et al. (2005) are large in size compared to the diffraction limit of the telescope and the discrepancy is larger for the  $F_{\text{core}}/F_{\text{elongated}}$  ratio. Since the elongated structure is not resolved in the EW direction and the central core is not resolved by the telescope, both fluxes are biased and this can explain part of the discrepancy between the two estimates.

We conclude that our simple interferometric model has captured most of both the sizes and relative intensities of the object structures when compared to the deconvolved images and bring extra informations thanks to the higher resolution achieved, both on the core associated to the dusty torus and also on the width of the NS elongated structure.

## 4. Confrontation with MIDI observations

### 4.1. How to confront VISIR and MIDI visibilities ?

One of the important aims of the study is the link with high spatial frequency visibility points obtained with MIDI and the radiative transfer model from Poncelet et al. (2006). Visibilities previously extracted in part 2.2 correspond to the field of view of VISIR (several arcseconds), while the field of view of MIDI is limited by a slit of  $0.6'' \times 2''$  oriented at  $-30^\circ$  with respect to the north to east orientation. A mask of  $0.6''$  width is also applied along the slit in order to limit the emerging flux mainly to the one emitted by the nucleus, it thus defines a  $\sim 0.6'' \times 0.6''$  window oriented at  $-30^\circ$  centered on the nucleus. This area is displayed on the left panel of Fig. 3 (black square).

Therefore, to be able to rigorously associate visibilities derived from VISIR images and MIDI data, one has to process images as in conditions of MIDI observations. This means first to unbiass spectra from the pixelisation of VISIR images, second to take the mask of MIDI into account. Here, it is mandatory not only to keep the unbiased moduli of spectra but also the spatial information of images contained in the phase of spectra, in order to correctly position the mask on the flux maximum.

New spatial spectra of NGC 1068 and the calibrator are then given by:

$$S_{\text{NGC1068}}(u, v) = |V_{\text{NGC1068}}(u, v)| \times e^{-i\Phi_{\text{NGC1068}}} \quad (10)$$

$$S_{\text{calib}}(u, v) = |V_{\text{calib}}(u, v)| \times e^{-i\Phi_{\text{calib}}} \quad (11)$$

where  $|V_{\text{NGC1068}}(u, v)|$  and  $|V_{\text{calib}}(u, v)|$  are the moduli of the spatial spectra of NGC 1068 and of the calibrator star whose squared are unbiased from noise as calculated in Sect. 2.2;  $\Phi_{\text{NGC1068}}$  and  $\Phi_{\text{calib}}$  are the phases of the spectra of NGC 1068 and of the calibrator star images respectively.

First, spectra are unbiased from pixelisation effects by dividing moduli by the pixel transfer function in the Fourier plane. This latter is given considering the pixel as a simple filter of width 75 mas (i.e. the size of one pixel) in the image plane. 2D maps of spectra are then set to zero after the cut-off frequency of the UT (i.e.  $D/\lambda$ ). For oversampling, original  $32 \times 32$  maps are padded with zeros to get  $256 \times 256$  maps in order to interpolate pixels. The new angular size of one pixel is then  $\sim 9.4$  mas. The MIDI mask, coded on a  $256 \times 256$  image, is Fourier transformed. Spectra of NGC 1068 and of the calibrator star are convolved with the spectrum of the mask, written:

$$S_{\text{mask}}(u, v) = |V_{\text{mask}}(u, v)| \times e^{-i\Phi_{\text{mask}}} \quad (12)$$

Low spatial frequency visibilities derived from VISIR images, directly comparable to MIDI data, are given by the following ratio:

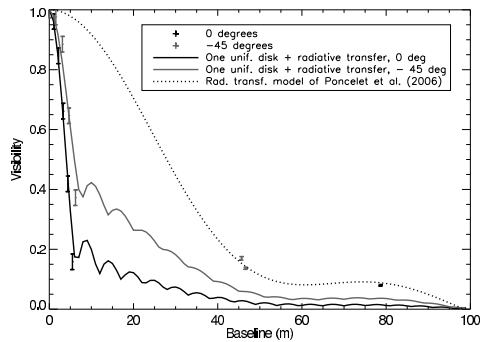
$$|V(u, v)| = \frac{|S_{\text{NGC1068}}(u, v) * S_{\text{mask}}(u, v)|}{|S_{\text{calib}}(u, v) * S_{\text{mask}}(u, v)|} \quad (13)$$

where  $*$  stands for the convolution.

These visibilities correspond to low spatial frequency points as obtained in the same conditions as MIDI data. Besides, MIDI observations of 2003 correspond to interferometrical baselines oriented at  $0^\circ$  and  $-45^\circ$ . Therefore, only cuts along these two orientations of the low spatial frequency visibility map have been kept. Because the signal-to-noise ratio on individual exposures is low and because we have to use noisy phases for each individual exposure to locate the MIDI window, it was not possible to process the data as in the previous section. Therefore, error bars on visibilities are not computed from the statistical distribution of individual measurements. We have forced the reduced  $\chi^2$  of the fits at  $0^\circ$  presented on Fig. 7 to be equal to 1. It is equivalent to considering the model as correct and to interpret discrepancies with the data as errors. We have applied a constant 0.026 error to all visibility measurements between 0 and 8 m. This value must be considered a qualitative estimate of the error bars. The comparison with MIDI data points is presented in Fig. 6.

### 4.2. The link between MIDI and VISIR observations

Fig. 6 shows the comparison between low spatial frequency visibilities obtained with VISIR including the MIDI mask as discussed previously, and high spatial frequency visibility

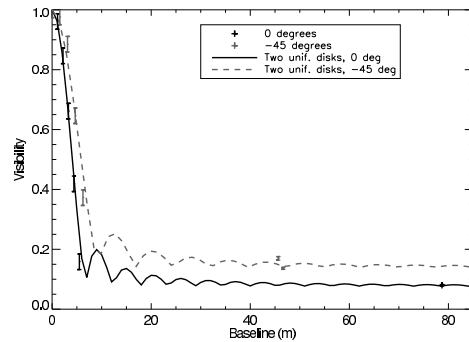


**Fig. 6.** Comparison between high spatial frequency visibilities from MIDI at  $12.8 \mu\text{m}$  (data points at 45 and 78 m) and low spatial frequency ones derived from VISIR *BURST mode* images including the mask discussed in Sect. 4 (points between 0 and 8 m of baseline). The two uniform disks model (black and grey solid lines) has to be compared with the radiative transfer model of Poncelet et al. (2006) applied to MIDI data (black dotted line). A third component has been added to the one already revealed by the radiative transfer, to partially account for the strong fall of the visibility at short baseline. A more complex modelling of the source is probably required to fit all visibility points together. Size of this component is  $\sim 600$  mas and  $\sim 300$  mas along directions oriented at  $0^\circ$  and  $-45^\circ$  respectively.

points obtained with MIDI. The model of Poncelet et al. (2006) reproducing MIDI data is also displayed for comparison. This shows that the strong fall of visibility at low spatial frequencies was unexpected and underlines how constraining are low spatial frequency points for the modelling of long baseline interferometric data.

On the one hand, visibility curves at short baselines are well reproduced by a uniform disk model of size  $\sim 450$  mas and  $\sim 350$  mas along directions at  $0^\circ$  and  $-45^\circ$  respectively. On the other hand, high spatial frequency visibility points obtained with MIDI, are well reproduced by a radiative transfer model inside a dusty layer ranging between 35 and 82 mas (Poncelet et al. 2006). Therefore, the first model considered to fit both data sets simultaneously consists in the dusty layer as derived from the study of MIDI data from Poncelet et al. (2006), plus an additive surrounding component represented as a uniform disk. The only free parameters of this model are the size of the uniform disk and the flux ratio between the disk and the dusty layer. The corresponding fits, presented in Fig. 6, only partially describe the visibility data: despite they well reproduce the strong fall of visibility at low projected baselines, they fail to account for the faint level of visibility at high projected baselines (see MIDI data points at 45 and 78 m of projected baseline in Fig. 6). It would then be necessary to attempt a similar fit by considering parameters associated to the dusty layer of Poncelet et al. (2006) as free. However, this is not possible for the present study since only  $12.8 \mu\text{m}$  VISIR images obtained in burst mode are currently available. A wider spectral range will therefore be mandatory in the future.

Nevertheless, to quantify the fraction of extended emission entering in the field of view of MIDI compared to the emission of the compact core, we fit low and high spatial frequency visibility points together along each direction with a simple model



**Fig. 7.** Comparison between high spatial frequency visibilities from MIDI at  $12.8 \mu\text{m}$  and low spatial frequency ones derived from VISIR *BURST mode* images including the MIDI mask as discussed in Sect. 4. Visibilities are well reproduced by simple two uniform disks models. Solid black and dashed grey lines correspond to a model of two circularly uniform disks applied along both directions at  $0^\circ$  and  $-45^\circ$  independently. Optimum parameters are:  $\varnothing_1(0^\circ)$  and  $\varnothing_1(-45^\circ) < 21$  mas,  $\varnothing_2(0^\circ) = 479 \pm 17$  mas,  $\varnothing_2(-45^\circ) = 450 \pm 9$  mas,  $\eta(0^\circ) = 12 \pm 5$  and  $\eta(-45^\circ) = 6 \pm 2$ .

of two uniform disks, free parameters being sizes and the flux ratio between the two disks. The inner disk seems to be unresolved with a size upper limit of  $\sim 21$  mas along both directions. The extended component has a size of  $479 \pm 17$  mas along the NS direction and  $\sim 350 \pm 9$  mas along the other direction, and the flux ratios between the two components are  $12 \pm 5$  and  $6 \pm 2$  along these two directions respectively. These parameters correspond to a minimum of the  $\chi^2$  value of 3.42 (see fits in Fig. 7).

### 4.3. Discussion

The simultaneous study of high spatial frequency visibilities obtained with MIDI, and low spatial frequency visibilities obtained from VISIR images at  $12.8 \mu\text{m}$  presented in the previous section, shows that there are two main structures appearing in the field of view of MIDI. A compact one, of size  $\sim 20$  mas, surrounded by an extended and slightly elongated component (the size ratio between  $-45^\circ$  and  $0^\circ$  is  $\sim 27\%$  for this second component). The compact component seems to be associated to the dusty layer highlighted by the study of MIDI data alone (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006). The slight difference in size is explained first, by the model considered here being much simpler than the one used by Jaffe et al. (2004) and Poncelet et al. (2006), and second by the direct environment, which extends up to several hundreds of milli-arcseconds, not taken into account by these models. Indeed, the importance of the close surrounding of the compact core is here directly underlined with the large component extending up to  $\sim 500$  mas. It means that it completely enters in the field of view of MIDI, limited by the  $0.6'' \times 0.6''$  mask. Moreover, according to the flux ratio derived between the two components, it contributes to more than 83 % of the total flux seen by MIDI. Therefore, it cannot be neglected for the modelling of MIDI data.

According to these results, it appears that other parameters derived from the study of MIDI data alone would be biased. Nevertheless, Poncelet et al. (2006) constrained temperatures of the *dusty torus* from an additional information being the spectral energy distribution recorded by MIDI. For this reason, they are not affected in the same way and remain of the order of 300 K. Such low temperatures in the compact core of NGC 1068 are supported by Mason et al. (2006) from the continuum slope of the central  $0.4''$  of medium resolution spectra in the N-band. They could be well explained by the clumpiness of the *dusty torus* (Elitzur & Shlosman 2006).

The compact central component is already traced with the study of full field images presented in Sect. 3: it is directly associated to the innermost component  $< 85$  mas. The extended component has sizes of  $479 \pm 17$  mas and  $350 \pm 9$  mas along P.A. =  $0^\circ$  and  $-45^\circ$ . This component is not entirely related to the elliptical NS elongated ellipse traced in part 3.1.2 since this latter does not completely enter in the field of view of MIDI limited to the size of the mask. However, according to the discussion in Sect. 3.2 and to the photoionisation scenario of Dopita et al. (2002), this component could be associated to small dusty clouds heated by the radiation field from the central engine photoevaporating. The NIR and UV counterparts of these clouds (Gratadour et al. 2006; Capetti et al. 1997; Groves et al. 2004) and the evolution of the  $9.7 \mu\text{m}$  silicate emission toward the north of the core (Mason et al. 2006) are evidences for the presence of dust inside the ionisation cone toward the north, at distances less than 300 mas from the central engine (i.e. half of the MIDI mask). The present study supports this fact and demonstrates the necessity to consider the close environment of the *dusty torus* while modelling interferometric data. Nevertheless, the small set of MIDI and VISIR mode burst data currently available only allows the use of simple geometrical models for the comparison of low and high spatial frequency visibilities. This study shows the strong necessity to lead this approach at different wavelengths in order to better describe the source of mid-IR emission seen by MIDI, associated with the dusty torus, and linked with the immediate surroundings.

## 5. Summary and conclusions

We have performed an original interferometric study of the nucleus of NGC 1068 from  $12.8 \mu\text{m}$  images obtained during first operations of the *BURST mode* with VLT/VISIR. A quasi-speckle processing of images first helps to distinguish between the main sources contributing to the mid-IR emission inside the nucleus of NGC 1068. The interest of the burst mode of VISIR is twofold. First, to model structures smaller than the diffraction limit of the telescope (super resolution effect) by comparing the object visibilities with models. Second, to measure visibilities for baselines in the range 0-8 m to extend the MIDI data set and better interpret the long baseline visibilities as a large fraction of the flux is at small spatial scales.

The asymmetric visibility map is well reproduced by a simple geometrical model considering three embedded components. The inner one has an upper size limit of 85 mas, below the diffraction limit of the UT at  $12.8 \mu\text{m}$  and smaller than the

size upper limit given by Galliano et al. (2005) from deconvolution of standard mode  $12.8 \mu\text{m}$  images. In addition, the size of this component is in total agreement with the size of the *dusty torus* first resolved by MIDI (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006). This result supports the great *achievement* of the burst mode of VISIR. The second component, orientated at P.A. =  $-4^\circ$  from north to east such as the base of the radio-jet, is NS elongated up to 600 mas from the core. Its width upper limit is 140 mas, less than half the diffraction limit of the UT at  $12.8 \mu\text{m}$ . These two components are in agreement with the structures traced by the deconvolution processing of images obtained at the same wavelength at Keck (Bock et al. 2000) and with the standard mode of VISIR at the VLT (Galliano et al. 2005). Following the scenario proposed by Dopita et al. (2002), we interpret this second elongated component as small dusty clouds individually unresolved and distributed inside the ionisation cone in front of the jet, ionised by the strong X/UV radiation field from the central engine, forming a photoevaporating plasma tail of dust responsible for the emissions of the continuum and NLR lines in the NIR and MIR. Finally the third and last component accounts for the part of the flux emitted from the far surrounding of the core (up to  $\sim 3''$ ).

The other important use of the burst mode is the direct comparison of the visibilities derived from imaging with VISIR with the interferometric data obtained with MIDI. Such a comparison is difficult since the field of view of MIDI is limited compared to the one of VISIR. Therefore, to reproduce the conditions of acquisition of the MIDI data, we considered the MIDI mask of  $0.6'' \times 0.6''$  in the interferometrical processing of VISIR images. Low spatial frequency visibilities then obtained allow to partially fill the lack of interferometric data at low projected baselines. The visibility falls strongly between 0 and 6 m of baseline. This was unexpected by the previous modellings of Jaffe et al. (2004) and Poncelet et al. (2006) based on the MIDI data set only. A first attempt to simultaneously account for low and high spatial frequency visibilities was performed adding an extended source of mid-IR emission to the dusty layer traced by Poncelet et al. (2006). This attempt was not conclusive and showed how constraining are low spatial frequency points. This revealed the necessity to take the low spatial frequency variations of the visibility into account for deeper analysis of long baseline interferometric data. The use of simple geometrical models allowed to account for the two data sets and in this way, to distinguish between two main components: a compact one  $\sim 20$  mas associated to the *dusty torus* traced by interferometry with MIDI (Jaffe et al. 2004; Poncelet et al. 2006), and an extended one ( $< 500$  mas) entering in the field of view of MIDI. This surrounding environment, possibly constituted of photoevaporating NLR clouds (Dopita et al. 2002), contributes to more than  $\sim 83\%$  of the flux emitted by the core, therefore it is mandatory to take it into account for the modelling of the MIDI data.

According to the small set of VISIR mode burst and MIDI data available up to now, we reach the limits of simple descriptions of sources of mid-IR emission inside the core of NGC 1068. To further describe the complexity of the compact dusty core and the deeper link with its direct surroundings, the same processing on VISIR burst mode images has to be per-

formed at other wavelengths. This will be possible when the burst imaging mode of VISIR will be open for observations at the VLT. Moreover, as it shows how constraining low spatial frequency visibility points are, this study underlines the necessity to further fill the gap of interferometric data between 8 and 45 m of projected baseline. On the one hand, baselines between 30 and 45 m are reachable with the VLTI and the UTs. On the other hand, since most of the ATs are now installed at Paranal, it will be interesting to attempt observations with these 1.8 m pupil telescopes to bridge the gap from 8 to 23 m to allow for a more accurate multi-scale modelling of the inner part of NGC 1068.

*Acknowledgements.* We would like to thank Eric Thiebaud, Ferreol Soulez and Renaud Foy for their help during the treatment of VISIR images.

## References

- Antonucci, R. R. J. & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621  
 Bock, J. J., Neugebauer, G., Matthews, K., et al. 2000, *AJ*, 120, 2904  
 Capetti, A., Macchetto, F. D., & Lattanzi, M. G. 1997, *ApJ*, 476, L67  
 Dopita, M. A., Groves, B. A., Sutherland, R. S., Binette, L., & Cecil, G. 2002, *ApJ*, 572, 753  
 Elitzur, M. & Shlosman, I. 2006, *ApJ*, 648, L101  
 Elvis, M. 2000, *ApJ*, 545, 63  
 Emmering, R. T., Blandford, R. D., & Shlosman, I. 1992, *ApJ*, 385, 460  
 Galliano, E., Alloin, D., Granato, G. L., & Villar-Martín, M. 2003, *A&A*, 412, 615  
 Galliano, E., Pantin, E., Alloin, D., & Lagage, P. O. 2005, *MNRAS*, 363, L1  
 Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 1996, *ApJ*, 464, 198  
 Gallimore, J. F., Baum, S. A., & O’Dea, C. P. 2004, *ApJ*, 613, 794  
 Granato, G. L. & Danese, L. 1994, *MNRAS*, 268, 235  
 Gratadour, D., Clénet, Y., Rouan, D., Lai, O., & Forveille, T. 2003, *A&A*, 411, 335  
 Gratadour, D., Rouan, D., Boccaletti, A., Riaud, P., & Clénet, Y. 2005, *A&A*, 429, 433  
 Gratadour, D., Rouan, D., Mugnier, L. M., et al. 2006, *A&A*, 446, 813  
 Greenhill, L. J. & Gwinn, C. R. 1997, *Ap&SS*, 248, 261  
 Greenhill, L. J., Gwinn, C. R., Antonucci, R., & Barvainis, R. 1996, *ApJ*, 472, L21+  
 Groves, B. A., Cecil, G., Ferruit, P., & Dopita, M. A. 2004, *ApJ*, 611, 786  
 Hönl, S. F., Beckert, T., Ohnaka, K., & Weigelt, G. 2006, *A&A*, 452, 459  
 Jaffe, W., Meisenheimer, K., Raban, D., Tristram, K., & Röttgering, H. J. A. 2006, in *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, ed. L. Ho & J.-M. S. F. A. Wang  
 Jaffe, W., Meisenheimer, K., Röttgering, H. J. A., et al. 2004, *Nature*, 429, 47  
 Kartje, J. F., Königl, A., & Elitzur, M. 1999, *ApJ*, 513, 180  
 Krolik, J. H. & Begelman, M. C. 1988, *ApJ*, 329, 702  
 Labeyrie, A. 1970, *A&A*, 6, 85  
 Mason, R. E., Geballe, T. R., Packham, C., et al. 2006, *ApJ*, 640, 612  
 Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, L9  
 Pier, E. A. & Krolik, J. H. 1992, *ApJ*, 401, 99  
 Pier, E. A. & Krolik, J. H. 1993, *ApJ*, 418, 673  
 Poncelet, A., Perrin, G., & Sol, H. 2006, *A&A*, 450, 483  
 Rhee, J. H. & Larkin, J. E. 2006, *ApJ*, 640, 625  
 Rouan, D., Lacombe, F., Gendron, E., et al. 2004, *A&A*, 417, L1  
 Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., et al. 1998, *A&A*, 339, 687  
 Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, *A&A*, 437, 861  
 Tomono, D., Doi, Y., Usuda, T., & Nishimura, T. 2001, *ApJ*, 557, 637  
 Weigelt, G., Wittkowski, M., Balega, Y. Y., et al. 2004, *A&A*, 425, 77  
 Weinberger, A. J., Neugebauer, G., & Matthews, K. 1999, *AJ*, 117, 2748  
 Wittkowski, M., Balega, Y., Beckert, T., et al. 1998, *A&A*, 329, L45  
 Wittkowski, M., Kervella, P., Arsenault, R., et al. 2004, *A&A*, 418, L39  
 Zier, C. & Biermann, P. L. 2002, *A&A*, 396, 91

<sup>1</sup> LUTH, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex

<sup>2</sup> LESIA, Observatoire de Paris, 92195 Meudon Cedex

<sup>3</sup> CEA/DSM/DAPNIA/Service d’Astrophysique, CE Saclay F-91191 Gif-sur-Yvette

e-mail: anne.poncelet@obspm.fr



## Articles de conférence

**Doucet, C.**, Habart, E., C., Pantin, E., Lagage, P-O, Pinte, C., Duchêne, G., Mé-  
nard, F., 2006, SF2A, *A large flaring disk around HD97048*

Lagage, P-O, Pantin, E., Durand, G., Smette, A., **Doucet, C.**, Belorgey, J., Pel,  
J-W., 2006, SPIE, Volume 6269, pp. 626913 : *VISIR two years after its installation at  
the VLT*

**Doucet, C.**, Pantin, E., Lagage, P-O, 2006, *Vision for InfraRed Astronomy, High  
resolution mid-infrared imaging of dust disks structures around Herbig Ae stars with  
VISIR*, sous presse (astroph 0610322)

**Doucet, C.**, Pantin, E., Lagage, P. O., Habart, E., Pinte, C., Duchene, G., Protos-  
tars and Planets V, Proceedings of the Conference held October 24-28, 2005, in Hilton  
Waikoloa Village, Hawai'i. LPI Contribution No. 1286., p.8127, *Imaging Dust Disks  
Structures Around Herbig Ae Stars with VISIR*

Pantin, E., Lagage, P. O., **Doucet, C.**, Pel, J. W., Peletier, R. F., Claret, A.,  
Protostars and Planets V, Proceedings of the Conference held October 24-28, 2005, in  
Hilton Waikoloa Village, Hawai'i. LPI Contribution No. 1286., p.8162, *View of Beta  
Pictoris by the VLT*



---

## High resolution mid-Infrared imaging of dust disks structures around Herbig Ae stars with VISIR

Coralie Doucet\* — Pierre-Olivier Lagage\* — Eric Pantin\*

\* AIM, Unité Mixte de Recherche CEA - CNRS - Université Paris VII - UMR 7158  
 DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique  
 CEA/Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France  
 doucetc@cea.fr

---

*ABSTRACT.* We present a new mode of observations with VISIR, the mid-InfraRed (mid-IR) imager and spectrometer on the VLT (ESO, Chile): the so-called **BURST mode**. This mode allows to reach the diffraction limit of the telescope. To illustrate results obtained with this mode, we discuss observations of disks around Herbig Ae stars. The 10-20  $\mu\text{m}$  atmospheric windows are well-suited to study the extended emission of these objects. With a 8 m class telescope, in fair seeing conditions, the observations are diffraction-limited at 10  $\mu\text{m}$  and the spatial resolution could reach the diffraction limit of 0.3 arcsec. As a result, it is possible to resolve disks with a typical size of 100 AU around objects at a distance of 100 pc. We present here a significant example, HD97048, for which a flared disk of 350 AU is resolved at 11.3  $\mu\text{m}$  (PAH band).

*RÉSUMÉ.* Nous présentons un nouveau mode d'observation avec VISIR, l'instrument pour les observations en InfraRouge (IR) moyen au VLT (ESO, Chili): le **mode BURST**. Ce mode permet d'atteindre la limite de résolution spatiale déterminée par la diffraction. Une illustration d'utilisation de ce mode est donnée avec l'observation des disques autour d'étoile de type Herbig Ae. Les fenêtres atmosphériques en IR moyen sont appropriées à l'étude des extensions autour de ces objets. En effet, avec un télescope de 8 mètres, il est possible d'atteindre la limite de diffraction de 0.3 seconde d'arc dans de bonnes conditions de seeing. Ainsi, on peut résoudre des disques d'une taille typique de 100 AU pour des étoiles situées à 100 pc. HD97048 est un remarquable exemple d'une étoile Herbig Ae avec un disque évasé imagé à 11.3  $\mu\text{m}$  (PAH).

*KEYWORDS:* Herbig Ae stars, HD97048, BURST mode, VISIR, angular resolution

*MOTS-CLÉS :* étoiles Herbig Ae, HD97048, BURST mode, VISIR, résolution angulaire

---

## 1. Introduction

Circumstellar (CS) disks made of gas and dust are ubiquitous around young stars. They are a natural outcome of the star formation process, because of the need of angular momentum conservation during the collapse of the initial molecular core (Shu *et al.*, 1987). As the star evolves, the disk changes: the gas is dissipated and a variety of processes (such as collisions for instance) leads to the growth of dust grains and eventually to the formation of planets. In order to study planets formation, it is necessary to understand the physics of the medium where they were born. Herbig Ae (HAe) stars represent a particularly interesting laboratory for studying disks evolution and planet formation. They are believed to be the more massive analogues of T Tauri stars ( $\sim 2-10 M_{\odot}$ ), and harbour disks in which planets are still in the building process or eventually just formed. Although great progresses have been made in modelling the disk structure with radiative transfer codes able to reproduce the Spectral Energy Distribution (SED) [(Chiang *et al.*, 1997), (Natta *et al.*, 2001), (Dullemond *et al.*, 2001)], the structure of the disks is not uniquely constrained. Spatially resolved images of the disk are needed to better constrain the disks. The SED of about half of the HAe stars features IR emission bands (Acke *et al.*, 2004) which are believed to be produced by very large organic molecules (like PAH: polycyclic aromatic hydrocarbon particles). Such particles are transiently heated by star light UV photons: they do not reach thermal equilibrium with the radiation field, but absorb individual photons, experiencing a rapid increase in temperature, and then cool down, re-radiating the absorbed energy in IR emission bands. Such a radiation allows to probe, in the mid-IR, the disk structure at large distances from the star. Furthermore, observations in the mid-IR, with a 8 m class telescope, in fair seeing conditions, can be diffraction-limited, so that the spatial resolution can reach 0.3 arcsec. As a consequence, it is possible to resolve disks with a typical size of 100 AU around Herbig stars located at a distance of 100 pc.

## 2. New imaging mode of VISIR: the BURST mode

The observations were performed using the ESO mid-infrared instrument VISIR installed on the VLT (Paranal, Chile). The instrument is equipped with a DRS (former Boeing) 256x256 pixels BIB detector array.

Under good seeing conditions ( $\leq 0.5$  arcsec in the visible), the images in the mid-IR are diffraction-limited even on a 8 meters class telescope. Unfortunately, the median seeing experienced at Paranal is of the order of 0.8 arcsec, which degrades significantly the angular resolution. Indeed, for a seeing of 0.8 arcsec in the visible, the seeing value at  $10 \mu\text{m}$  is 0.4 arcsec, when assuming that the wavelength dependence of the seeing follows a  $\lambda^{-1/5}$  law. This is larger than the diffraction limit of 0.3 arcsec and represents a 5 pixels movement on the detector with the smallest field of view of VISIR (0.075"/pixel). In order to get the best spatial resolution with VISIR, we experimented a new imaging mode on bright objects: the *BURST mode*. The principle is to take short enough exposure images ( $\lesssim 50$  ms) in order to freeze the turbulence; the coherence time of the atmosphere at  $10 \mu\text{m}$  is around 300 ms at Paranal for a good



seeing. But as soon as the exposure time is short, speckles appear with the diffraction spot. The number of speckles is linked to the ratio  $D/R_0$  where  $R_0$  is the Fried parameter or coherence length and  $D$  the telescope aperture. Since the Fried parameter is the order of the diameter of the telescope in the mid-IR (Table 2), i.e much larger than in the near-IR, the number of speckles in the mid-IR is small and one can have one principal speckle in the image for good seeing conditions. In order to correct for the turbulence by offline processing, we stored 1000 elementary images by nodding position for a chopping frequency of 0.25 Hz in the direction north/south. The nodding direction is perpendicular to the chopping direction with an amplitude of 8". After classical data reduction in mid-IR, a cube of 500<sup>1</sup> images chopped and nodded (4 beams/image) is obtained. Because of the turbulence, each source on an image moves independently and as a result, we have to extract individually the 4 sources in each image (4 quarters) of the cube and shift and add the image with the ones corresponding to the same quarter. Finally, we shift and add the four final images of the four quarters (Fig. 1 and Fig. 2).

wavelength ( $\mu m$ )	$R_0(m)$
0.5	$\sim 0.15$
8.6 (in this study)	$6.23 \pm 0.33$
11.3 (in this study)	$8.76 \pm 0.42$

**Table 1.** Comparison of the Fried parameter  $R_0$  of the atmosphere for different wavelengths. The Fried parameter for mid-IR has been calculated in this study with measuring the angle-of-arrival fluctuation for a point source observed in the image plane of the telescope (Brandt et al., 1987).

### 3. Image quality and shift and add method

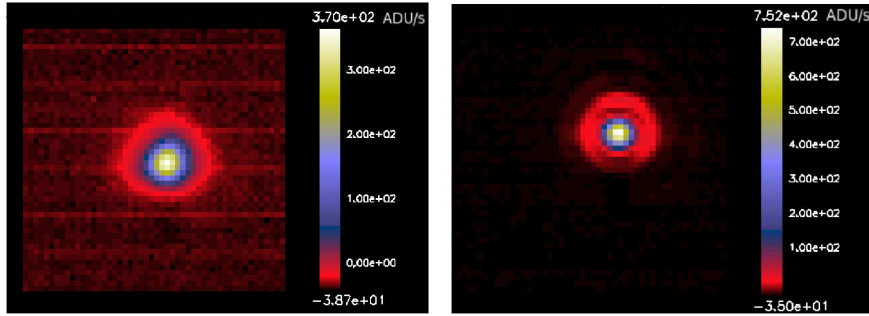
As it has already been done in the near-IR (Christou, 1991), we investigate the image quality in mid-IR by experimenting three different methods of shift and add in which the offsets are calculated using a centroid estimate, a maximum finding or an autocorrelation method. For a good seeing, typically 0.75 arcsec, the method of maximum and centroid are comparable and give poor quality results (see Table 2); the autocorrelation method allows to recover diffraction-limited images in N band. As the seeing degrades (Fig. 3), the autocorrelation method consistently yields improved resolution maintaining diffraction-limited images, at the expense of rejecting more images (40 % of the images for a seeing of 1 arcsec).

1. 1000 divided by 2 because of the 2 chopper positions

4 VIRA

	centroid estimate	autocorrélation method	maximum detection
$\text{FWHM}_x$ (mas)	$424 \pm 20$	$302 \pm 20$	$386 \pm 20$
$\text{FWHM}_y$ (mas)	$547 \pm 20$	$288 \pm 20$	$523 \pm 20$
ellipticity	1.29	0.95	1.36
Strehl ratio	$0.329 \pm 0.002$	$0.368 \pm 0.001$	$0.760 \pm 0.001$

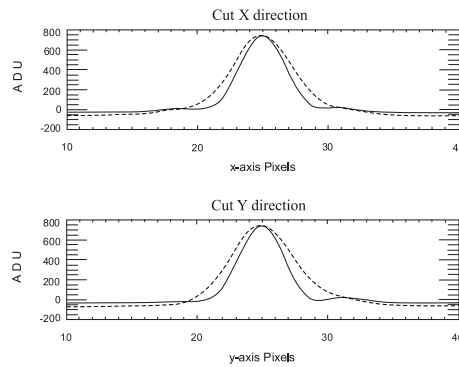
**Table 2.** Comparison of the FWHM in milli-arcsec (mas) with the theoretical one at 11.3  $\mu\text{m}$  of 283 mas. Strehl ratio for the final image obtained with the shift and add executed by centroid estimate, maximum finding or autocorrelation method (for a visible seeing of 0.75 arcsec).



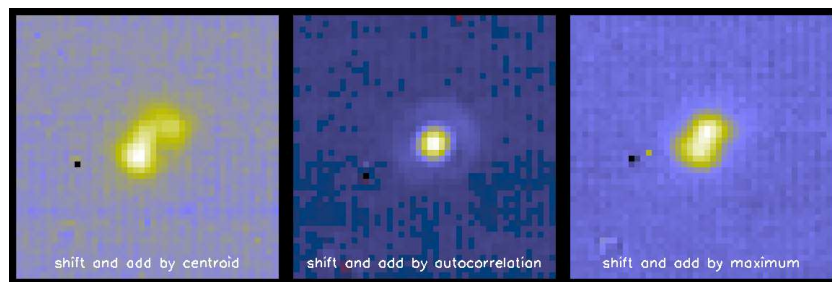
**Figure 1.** VISIR images of a reference star resulting from adding 429 chopped/nodded images with an elementary exposure time of 50 ms. The left image is a direct sum of the images in the cube; the right image is built using the autocorrelation shift and add procedure. The Signal over Noise ratio has been increased by more than a factor 2 by this procedure (sensitivity of 17 mJy/10 $\sigma$ /1h in the "raw" left image and of 7 mJy/10 $\sigma$ /1h in the shift-and-added image).

#### 4. Limits of the method

This mode could only be used for objects bright enough so that the signal over noise in an elementary frame is high enough to apply the shift and add procedure (Flux > 5 Jy in N band and 10 Jy in Q band) with reasonable seeing conditions (less than 1.3 arcsec in the visible). Furthermore, it produces a huge amount of data since one hour of observations produces 7 Gb, taking into account large overhead, and if the efficiency would be increased, then the rate could increase up to 30 Gb per hour.



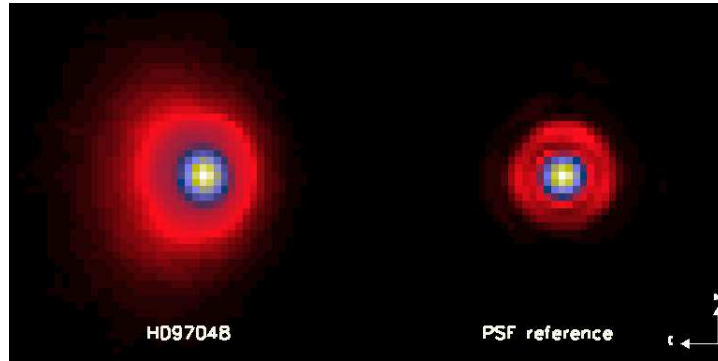
**Figure 2.** Comparison of the profile on the two images of Fig 1. The non shift-and-add corrected image (dashed line) has a FWHM 1.5 times larger than the corrected image (plain line).



**Figure 3.** For a visible seeing of 1.2 arcsec, comparison of the image quality when shift and add is performed using maximum finding, centroid estimate or autocorrelation method.

### 5. HD97048, an outstanding example

HD97048 is a Herbig Ae star located at 180 pc in the Chameleon cloud. Figure 4 shows that HD97048 is quite extended in PAH ( $11.3 \mu\text{m}$ ) compared to the reference star with the same filter. The most striking result is the asymmetry in the wings: the east side is much more extended (around 1.65 arcsec) than the west side (around 1 arcsec). This asymmetry (the fact that the bright source is not in the middle of the extension) reveals a disk optically thick and geometrically thick. PAHs allow to detect disks in the mid-IR range further away from the star since they are stochastically heated by UV radiation in a flared disk. They are new tracers of the geometry of the disk surface.



**Figure 4.** *HD97048* (on the left) taken in BURST mode at  $11.3 \mu\text{m}$  (PAH band). The extension is quite large (up to 300 AU) as compared to the reference star (on the right) and asymmetric in the east/west direction.

## 6. Conclusions and perspectives

The **BURST mode** has shown its capability to improve image quality when observing from the ground in the mid-IR. Thanks to the delivery of diffraction-limited images, it allows us to spatially resolve disks around Herbig Ae stars. Many other programs requiring the best achievable spatial resolution would benefit from such a mode. We recommend this mode to be implemented as a VISIR standard observing mode and to be offered to the observers.

## 7. References

- Acke B., van den Ancker M. E., “ISO spectroscopy of disks around Herbig Ae/Be stars”, *A&A*, vol. 426, p. 151-170, October, 2004.
- Chiang E. I., Goldreich P., “Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars with Passive Circumstellar Disks”, *ApJ*, vol. 490, p. 368+, November, 1997.
- Christou J. C., “Image quality, tip-tilt correction, and shift-and-add infrared imaging”, *Public. of the Astron. Soc. Pac.*, vol. 103, p. 1040-1048, September, 1991.
- Dullemond C. P., Dominik C., Natta A., “Passive Irradiated Circumstellar Disks with an Inner Hole”, *ApJ*, vol. 560, p. 957-969, October, 2001.
- Natta A., Prusti T., Neri R., Wooden D., Grinin V. P., Mannings V., “A reconsideration of disk properties in Herbig Ae stars”, *A&A*, vol. 371, p. 186-197, May, 2001.
- Shu F. H., Lizano S., Adams F. C., “Star formation in molecular cloud cores”, in M. Peimbert, J. Jugaku (eds), *IAU Symp. 115: Star Forming Regions*, p. 417-433, 1987.

# Annexe D

## Autres articles

Pantin, E., Lagage, P-O, Claret, A., **Doucet, C.**, Kaufer, A., Kaufl, H.-U., Pel, J.-W., Peletier, R. F., Siebenmorgen, R., Smette, A., Sterzik, M., 2005, *The Messenger*, 119, 25-29, *VISIR, a taste of scientific potential*.

Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., Belorgey, J., Claret, A, **Doucet, C.**, Dubreuil, D., Durand, G., & 18 co-auteurs, 2004, *The Messenger*, 117, 12-17, *Successful Commissioning of VISIR : The Mid-Infrared VLT Instrument*



# Glossaire

CAMIRAS : Camera Mid IR Astrophysic  
CMS : circumstellaire  
FWHM : Full Width Half Maximum  
IR : InfraRouge  
IRAS : InfraRed Astronomical Satellite  
ISO : Infrared Space Observatory  
mm : millimétrique  
mas : milli seconde d'arc  
PMS : pré-séquence principale  
RMS : Root Mean Square  
UV : ultra-violet  
VISIR : VLT Imager and Spectrometer for mid InfraRed  
VLT : Very Large Telescope  
ZAMS : Zero Age Main Sequence





# Bibliographie

- Acke, B. & van den Ancker, M. E. 2004, *A&A*, 426, 151
- Adams, F. C., Emerson, J. P., & Fuller, G. A. 1990, *ApJ*, 357, 606
- Aikawa, Y., van Zadelhoff, G. J., van Dishoeck, E. F., & Herbst, E. 2002, *A&A*, 386, 622
- Allamandola, L. J., Hudgins, D. M., & Sandford, S. A. 1999, *ApJL*, 511, L115
- Allamandola, L. J., Tielens, G. G. M., & Barker, J. R. 1989, *ApJS*, 71, 733
- Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 59
- Bakes, E. L. O. & Tielens, A. G. G. M. 1994, *ApJ*, 427, 822
- Beckwith, S. V. W. & Sargent, A. I. 1993, in *Protostars and Planets III*, ed. E. H. Levy & J. I. Lunine, 521–541
- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Bell, K. R. 1999, *ApJ*, 526, 411
- Bergin, E., Calvet, N., D'Alessio, P., & Herczeg, G. J. 2003, *ApJL*, 591, L159
- Berrilli, F., Corciulo, G., Ingrassio, G., et al. 1992, *ApJ*, 398, 254
- Bjorkman, J. E. & Wood, K. 1997, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 29, 1227
- Blake, G. A. & Boogert, A. C. A. 2004, *ApJL*, 606, L73
- Boss, A. P. 1996, *ApJ*, 469, 906
- Boulanger, F., Albergel, A., Bernard-JP, J., et al. 1998, *Astronom. Soc. Pacific Conf Series*, 132, 15
- Boulanger, F., Cox, P., & Jones, A. P. 2000, *ISA Transactions*, 251

- Brandt, P. N., Mauter, H. A., & Smartt, R. 1987, *A&A*, 188, 163
- Breger, M. 1974, *ApJ*, 188, 53
- Brittain, S. D. & Rettig, T. W. 2002, *Nature*, 418, 57
- Brittain, S. D., Rettig, T. W., Simon, T., et al. 2003, *ApJ*, 588, 535
- Calvet, N., Hartmann, L., & Strom, S. E. 2000, *Protostars and Planets IV*, 377
- Calvet, N., Magris, G. C., Patino, A., & D'Alessio, P. 1992, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, 24, 27
- Calvet, N., Patino, A., Magris, G. C., & D'Alessio, P. 1991, *ApJ*, 380, 617
- Cameron, A. G. W. 1985, *Research on the early history of the solar system*, Tech. rep.
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
- Chauvin, G., Lagrange, A.-M., Zuckerman, B., et al. 2005, *A&A*, 438, L29
- Chen, C. H. & Jura, M. 2004, in *ASP Conf. Ser. 324 : Debris Disks and the Formation of Planets*, ed. L. Caroff, L. J. Moon, D. Backman, & E. Praton, 256—+
- Chiang, E. I. & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368
- Chiang, E. I., Joungh, M. K., Creech-Eakman, M. J., et al. 2001, *ApJ*, 547, 1077
- Churchwell, E., Wood, D. O. S., Felli, M., & Massi, M. 1987, *ApJ*, 321, 516
- Cohen, M. & Kuhl, L. V. 1979, *ApJS*, 41, 743
- Coulson, I. M. & Walther, D. M. 1995, *MNRAS*, 274, 977
- Coulson, I. M., Walther, D. M., & Dent, W. R. F. 1998, *MNRAS*, 296, 934
- Dachs, J. & Wamsteker, W. 1982, *A&A*, 107, 240
- D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 2001, *ApJ*, 553, 321
- D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Lizano, S., & Cantó, J. 1999, *ApJ*, 527, 893
- D'Alessio, P., Canto, J., Calvet, N., & Lizano, S. 1998, *ApJ*, 500, 411
- Damiani, F., Micela, G., Sciortino, S., & Harnden, F. R. 1994, *ApJ*, 436, 807
- Davies, J. K., Evans, A., Bode, M. F., Whittet, D. C. B., & Kilkeny, D. 1991, *MNRAS*, 252, 271
- Dent, W. R. F., Greaves, J. S., & Coulson, I. M. 2005, *MNRAS*, 359, 663
- Desert, F.-X., Boulanger, F., & Puget, J. L. 1990, *A&A*, 237, 215

- di Francesco, J., Evans, N. J., Harvey, P. M., et al. 1997, *ApJ*, 482, 433
- Dominik, C., Dullemond, C. P., Waters, L. B. F. M., & Walch, S. 2003, *A&A*, 398, 607
- Dougherty, S. M. & Taylor, A. R. 1992, *Nature*, 359, 808
- Draine, B. T. 1985, *ApJS*, 57, 587
- Draine, B. T. & Li, A. 2001, *ApJ*, 551, 807
- Duley, W. W. 1988, *MNRAS*, 234, 61P
- Duley, W. W. & Williams, D. A. 1981, *MNRAS*, 196, 269
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004a, *A&A*, 417, 159
- Dullemond, C. P. & Dominik, C. 2004b, *A&A*, 421, 1075
- Dullemond, C. P., Dominik, C., & Natta, A. 2001, *ApJ*, 560, 957
- Dullemond, C. P., Hollenbach, D., Kamp, I., & D'Alessio, P. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8100
- Dullemond, C. P. & Turolla, R. 2000, *A&A*, 360, 1187
- Dullemond, C. P., van Zadelhoff, G. J., & Natta, A. 2002, *A&A*, 389, 464
- Dunkin, S. K. & Crawford, I. A. 1998, *MNRAS*, 298, 275
- Dutrey, A. & Guilloteau, S. 2004, *Astrophysics and Space Science*, 292, 407
- Duvert, G., Guilloteau, S., Ménard, F., Simon, M., & Dutrey, A. 2000, *A&A*, 355, 165
- Dwek, E., Arendt, R. G., Fixsen, D. J., et al. 1997, *ApJ*, 475, 565
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360
- Eisner, J. A., Lane, B. F., Hillenbrand, L. A., Akeson, R. L., & Sargent, A. I. 2004, *ApJ*, 613, 1049
- Fisher, R. S., Telesco, C. M., Wyatt, M. C., et al. 2004, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, 377–+
- Fried, D. L. 1979, in *IAU Colloq. 50 : High Angular Resolution Stellar Interferometry*, ed. J. Davis & W. J. Tango, 4–1
- Fried, D. L. 1994, in *NATO ASIC Proc. 423 : Adaptive Optics for Astronomy*, ed. D. M. Alloin & J. M. Mariotti, 25–+
- Galliano, E., Alloin, D., Pantin, E., Lagage, P. O., & Marco, O. 2005, *A&A*, 438, 803

- Gammie, C. F. 1999, in ASP Conf. Ser. 160 : Astrophysical Discs - an EC Summer School, ed. A. J. Sellwood & J. Goodman, 122–+
- Garrison, L. M. & Anderson, C. M. 1978, ApJ, 221, 601
- Gehrz, R. D., Hackwell, J. A., & Jones, T. W. 1974, ApJ, 191, 675
- Genzel, R., Schödel, R., Ott, T., et al. 2003, Nature, 425, 934
- Gillett, F. C., Forrest, W. J., & Merrill, K. M. 1973, ApJ, 183, 87
- Goldreich, P., Lithwick, Y., & Sari, R. 2004, ApJ, 614, 497
- Gorti, U. & Hollenbach, D. 2004, ApJ, 613, 424
- Grady, C. A., Devine, D., Woodgate, B., et al. 2000, ApJ, 544, 895
- Grady, C. A., Polomski, E. F., Henning, T., et al. 2001, AJ, 122, 3396
- Grady, C. A., Woodgate, B. E., Bowers, C. W., et al. 2005, ApJ, 630, 958
- Greaves, J. S. 2005, Science, 307, 68
- Habart, E. 2001, Couplage entre le gaz et les grains dans le milieu interstellaire. Thèse de doctorat
- Habart, E., Natta, A., & Krügel, E. 2004a, A&A, 427, 179
- Habart, E., Testi, L., Natta, A., & Carbillet, M. 2004b, ApJL, 614, L129
- Habing, H. J. 1968, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 19, 421
- Hartmann, L., Kenyon, S. J., & Calvet, N. 1993, ApJ, 407, 219
- Hayashi, C. 1981, in IAU Symp. 93 : Fundamental Problems in the Theory of Stellar Evolution, ed. D. Sugimoto, D. Q. Lamb, & D. N. Schramm, 113–126
- Henning, T. & Launhardt, R. 1998, A&A, 338, 223
- Henning, T., Launhardt, R., Steinacker, J., & Thamm, E. 1994, A&A, 291, 546
- Herbig, G. H. 1960, ApJS, 4, 337
- Hillenbrand, L. A., Strom, S. E., Vrba, F. J., & Keene, J. 1992, ApJ, 397, 613
- Hony, S., Van Kerckhoven, C., Peeters, E., et al. 2001, A&A, 370, 1030
- Hubickyj, O., Bodenheimer, P., & Lissauer, J. J. 2004, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. G. Garcia-Segura, G. Tenorio-Tagle, J. Franco, & H. W. Yorke, 83–86
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2004, ApJ, 604, 388

- Isella, A. & Natta, A. 2005, *A&A*, 438, 899
- Jain, S. K. & Bhatt, H. C. 1995, *A&AS*, 111, 399
- Jain, S. K., Bhatt, H. C., & Sagar, R. 1990, *A&AS*, 83, 237
- Joblin, C., Toublane, D., Boissel, P., & Tielens, A. 2002, *Mol. Phys.*, 100, 3595
- Jonkheid, B., Faas, F. G. A., van Zadelhoff, G.-J., & van Dishoeck, E. F. 2004, *A&A*, 428, 511
- Kamp, I. & Bertoldi, F. 2000, *A&A*, 353, 276
- Kamp, I. & Dullemond, C. P. 2004, *ApJ*, 615, 991
- Keller, R. 1987, in *NATO ASIC Proc. 191 : Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Astrophysics*, ed. A. Leger, L. D'Hendecourt, & N. Boccarda, 387–397
- Kenyon, S. J. & Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 323, 714
- Kenyon, S. J. & Luu, J. X. 1998, *AJ*, 115, 2136
- Kenyon, S. J. & Luu, J. X. 1999, *AJ*, 118, 1101
- Koerner, D. W., Ressler, M. E., Werner, M. W., & Backman, D. E. 1998, *ApJL*, 503, L83+
- Kolmogorov, A. N. 1941a, in *Comptes rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.*, Vol. 32, 16–18
- Kolmogorov, A. N. 1941b, in *Comptes rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S.*, Vol. 30, 301–305
- Kuchner, M. J. 2004, *ApJ*, 612, 1147
- Lada, C. J. 1987, in *IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 1–17
- Lada, C. J., Muench, A. A., Haisch, K. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 3162
- Lecavelier des Etangs, A., Vidal-Madjar, A., Roberge, A., et al. 2001, *Nature*, 412, 706
- Leger, A. & Puget, J. L. 1984, *A&A*, 137, L5
- Leinert, C., Haas, M., Ábrahám, P., & Richichi, A. 2001, *A&A*, 375, 927
- Leinert, C., van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., et al. 2004, *A&A*, 423, 537
- Li, A. & Draine, B. T. 2001, *ApJL*, 550, L213
- Lissauer, J. J. 1993, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 31, 129

- Liu, W. M., Hinz, P. M., Hoffmann, W. F., et al. 2005, *ApJL*, 618, L133
- Liu, W. M., Hinz, P. M., Meyer, M. R., et al. 2003, *ApJL*, 598, L111
- Malfait, K., Waelkens, C., Waters, L. B. F. M., et al. 1998, *A&A*, 332, L25
- Mannings, V. 1994, *MNRAS*, 271, 587
- Mannings, V., Koerner, D. W., & Sargent, A. I. 1997, *Nature*, 388, 555
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
- Mannings, V. & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Marsh, K. A., Van Cleve, J. E., Mahoney, M. J., Hayward, T. L., & Houck, J. R. 1995, *ApJ*, 451, 777
- Mathis, J. S., Ruml, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- McCaughrean, M. J., Stapelfeldt, K. R., & Close, L. M. 2000, *Protostars and Planets IV*, 485
- Meeus, G., Waelkens, C., & Malfait, K. 1998, *A&A*, 329, 131
- Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
- Millar, T. J. 1992, *MNRAS*, 259, 35P
- Miroshnichenko, A., Ivezić, Z., & Elitzur, M. 1997, *ApJL*, 475, L41+
- Mizuno, H., Nakazawa, K., & Hayashi, C. 1978, *Progress of Theoretical Physics*, 60, 699
- Natta, A. 1993, *ApJ*, 412, 761
- Natta, A. 2004, in *ASP Conf. Ser. 324 : Debris Disks and the Formation of Planets*, ed. L. Caroff, L. J. Moon, D. Backman, & E. Praton, 20–+
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Natta, A. & Kruegel, E. 1995, *A&A*, 302, 849
- Natta, A., Prusti, T., & Kruegel, E. 1993, *A&A*, 275, 527
- Natta, A., Prusti, T., Neri, R., et al. 2001, *A&A*, 371, 186
- Nomura, H. & Millar, T. J. 2005, *A&A*, 438, 923
- O'dell, C. R. & Beckwith, V. W. 1997, *Science*, 276, 1355
- O'dell, C. R., Wen, Z., Hu, X., & Hester, J. J. 1992, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 24, 1147

- O'Donnell, J. E. 1994, *ApJ*, 422, 158
- Palla, F. & Stahler, S. W. 1991, *ApJ*, 375, 288
- Pantin, E., Bouwman, J., & Lagage, P. O. 2005a, *A&A*, 437, 525
- Pantin, E., Lagage, P.-O., Claret, A., et al. 2005b, *The Messenger*, 119, 25
- Papoular, R., Conrad, J., Giuliano, M., Kister, J., & Mille, G. 1989, *A&A*, 217, 204
- Peeters, E., Hony, S., Van Kerckhoven, C., et al. 2002, *A&A*, 390, 1089
- Pezzuto, S., Strafella, F., & Lorenzetti, D. 1997, *ApJ*, 485, 290
- Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
- Piétu, V., Guilloteau, S., & Dutrey, A. 2005, *A&A*, 443, 945
- Pollack, J. B., Hollenbach, D., Beckwith, S., et al. 1994, *ApJ*, 421, 615
- Pontoppidan, K. M. & Dullemond, C. P. 2005, *A&A*, 435, 595
- Prusti, T., Natta, A., & Palla, F. 1994, *A&A*, 292, 593
- Richter, M. J., Jaffe, D. T., Blake, G. A., & Lacy, J. H. 2002, *ApJL*, 572, L161
- Roddiar, F. 1981, *Prog. Optics*, Volume 19, p. 281-376, 19, 281
- Rucinski, S. M. 1985, *AJ*, 90, 2321
- Russel, R., Soifer, B., & Willner, S. 1977, *ApJ*, 220, 568
- Russell, R. W., Soifer, B. T., & Merrill, K. M. 1977a, *ApJ*, 213, 66
- Russell, R. W., Soifer, B. T., & Willner, S. P. 1977b, *ApJL*, 217, L149
- Rydgren, A. E. & Cohen, M. 1985, in *Protostars and Planets II*, ed. D. C. Black & M. S. Matthews, 371–385
- Rydgren, A. E., Strom, S. E., & Strom, K. M. 1976, *ApJS*, 30, 307
- Sakata, A., Wada, S., Onaka, T., & Tokunaga, A. T. 1987, *ApJL*, 320, L63
- Sakata, A., Wada, S., Tanabe, T., & Onaka, T. 1984, *ApJL*, 287, L51
- Sarazin, M. 1996, in <http://www.eso.org/gen-fac/pubs/astclim/paranal/coherence/t0r0may96.ps>
- Schmitt, W., Henning, T., & Mucha, R. 1997, *A&A*, 325, 569
- Schneider, G., Smith, B. A., Becklin, E. E., et al. 1999, *ApJL*, 513, L127
- Sellgren, K. 1984, *ApJ*, 277, 623

- Setiawan, J., Rodmann, J., da Silva, L., et al. 2005, *A&A*, 437, L31
- Shu, F. H., Lizano, S., & Adams, F. C. 1987, in *IAU Symp. 115 : Star Forming Regions*, ed. M. Peimbert & J. Jugaku, 417–433
- Siebenmorgen, R., Natta, A., Krugel, E., & Prusti, T. 1999, in *ESA SP-427 : The Universe as Seen by ISO*, ed. P. Cox & M. Kessler, 763–+
- Siebenmorgen, R., Prusti, T., Natta, A., & Müller, T. G. 2000, *A&A*, 361, 258
- Skinner, S. L. & Yamauchi, S. 1996, *ApJ*, 471, 987
- Sloan, G. C., Keller, L. D., Forrest, W. J., et al. 2005, *ApJ*, 632, 956
- Smith, B. A. & Terrile, R. J. 1984, *Science*, 226, 1421
- Spaans, M., Tielens, A. G. G. M., van Dishoeck, E. F., & Bakes, E. L. O. 1994, *ApJ*, 437, 270
- Stapelfeldt, K. R., Werner, M. W., Beichman, C. A., et al. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8620–+
- Storm, J., Andersen, J., Blecha, A., & Walker, M. F. 1988, *A&A*, 190, L18
- Strutskie, M. F., Dutkevitch, D., Strom, S. E., et al. 1990, *AJ*, 99, 1187
- Sylvester, R. J., Skinner, C. J., Barlow, M. J., & Mannings, V. 1996, *MNRAS*, 279, 915
- Takeuchi, T., Clarke, C. J., & Lin, D. N. C. 2005, *ApJ*, 627, 286
- Tanaka, K. K., Tanaka, H., & Nakazawa, K. 2000, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 32, 1102
- Testi, L., Natta, A., Shepherd, D. S., & Wilner, D. J. 2001, *ApJ*, 554, 1087
- The, P. S., Tjin, H. R. E., Steenman, H., & Wesselius, P. R. 1986, *A&A*, 155, 347
- Thi, W. F., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., et al. 2001, *Nature*, 409, 60
- Thé, P. S., de Winter, D., & Perez, M. R. 1994, *A&AS*, 104, 315
- Tielens, A. G. G. M. & Hollenbach, D. 1985, *ApJ*, 291, 747
- Toomre, A. 1964, *ApJ*, 139, 1217
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., Hale, D. D. S., & Townes, C. H. 2002, *ApJ*, 577, 826
- van Boekel, R., Min, M., Waters, L. B. F. M., et al. 2005, *A&A*, 437, 189
- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2004, *A&A*, 418, 177



- van den Ancker, M. E., Bouwman, J., Wesselius, P. R., et al. 2000, *A&A*, 357, 325
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145
- Van Kerckhoven, C., Tielens, A. G. G. M., & Waelkens, C. 2002a, *A&A*, 384, 568
- Van Kerckhoven, C., Tielens, A. G. G. M., & Waelkens, C. 2002b, *A&A*, 384, 568
- Van Malderen, R., Decin, L., Kester, D., et al. 2004, *A&A*, 414, 677
- Verstraete, L., Pech, C., Moutou, C., et al. 2001, *A&A*, 372, 981
- Vrba, F. J., Schmidt, G. D., & Hintzen, P. M. 1979, *ApJ*, 227, 185
- Waelkens, C. & Waters, L. B. F. M. 1997, in *ASP Conf. Ser. 122 : From Stardust to Planetesimals*, ed. Y. J. Pendleton, 67–+
- Waters, L. B. F. M., Beintema, D. A., Zijlstra, A. A., et al. 1998, *A&A*, 331, L61
- Waters, L. B. F. M. & Marlborough, J. M. 1994, in *IAU Symp. 162 : Pulsation ; Rotation ; and Mass Loss in Early-Type Stars*, ed. L. A. Balona, H. F. Henrichs, & J. M. Le Contel, 399–+
- Weidenschilling, S. J. 1977, *Astrophysics and Space Science*, 51, 153
- Weidenschilling, S. J. 1980, *Icarus*, 44, 807
- Weidenschilling, S. J. 1984, *Icarus*, 60, 553
- Weidenschilling, S. J. 1997, *Icarus*, 127, 290
- Weintraub, D. A., Bary, J. S., Kastner, J. H., Shukla, S. J., & Chynoweth, K. 2005, in *Protostars and Planets V*, 8197–+
- Weintraub, D. A., Sandell, G., & Duncan, W. D. 1989, *ApJL*, 340, L69
- Weizsäcker, C. F. V. 1943, *Zeitschrift für Astrophysik*, 22, 319
- Wetherill, G. W. 1980, *Annual Review of Astron and Astrophys*, 18, 77
- Willner, S. P., Soifer, B. T., Russell, R. W., Joyce, R. R., & Gillett, F. C. 1977, *ApJL*, 217, L121
- Wooden, D. H. 1994, in *ASP Conf. Ser. 62 : The Nature and Evolutionary Status of Herbig Ae/Be Stars*, ed. P. S. The, M. R. Perez, & E. P. J. van den Heuvel, 138–+
- Yamashita, K. 1993, *Progress of Theoretical Physics*, 89, 355
- Yudin, R. V. & Evans, A. 1998, *A&AS*, 131, 401
- Zickgraf, F.-J., Wolf, B., Leitherer, C., Appenzeller, I., & Stahl, O. 1986, *A&A*, 163, 119

Zinnecker, H. & Preibisch, T. 1994, A&A, 292, 152

Zuckerman, B., Kim, S. S., & Liu, T. 1995, ApJL, 446, L79+

## Table des figures

1.1	Enfance d'une étoile de faible masse (figure de Ph. André 1994). . . . .	12
1.2	Effet sur la SED d'un disque autour d'une étoile de type K. . . . .	15
1.3	<i>Figure extraite de Natta (2004)</i> . Le rapport de la température du disque sur la température de l'étoile comme fonction de la distance $R/R_*$ . Profil de température d'un disque plat (trait plein) et du plan médian (ligne point-trait) et de la surface (trait pointillé) d'un disque évasé. Les températures du plan médian du disque plat ou évasé (normalisées à la température de l'étoile) sont pratiquement indépendantes de l'étoile centrale. . . . .	19
1.4	Classification de Meeus et al. (2001). <i>Sur la gauche</i> , SED d'objets du groupe I qui correspond à un disque évasé. <i>Sur la droite</i> , SED d'objets du groupe II reflétant un disque <i>self-shadowed</i> , i.e. plus ou moins plat caché par l'ombre du bord interne (Dullemond et al. 2001; Dominik et al. 2003). . . . .	20
2.1	Effet sur la SED de la présence d'un disque de poussière autour d'une étoile Ae à 100 pc. Les différents domaines IR sont caractéristiques d'une distance précise dans le disque. . . . .	25
2.2	Figure extraite de van Boekel et al. (2005) avec un échantillon de spectre d'étoiles Herbig Ae en moyen IR. Illustration de la bande silicate à 9.7 $\mu\text{m}$ pour AB Aur et exemple des UIBs à 8.6, 11.3 et 12.7 $\mu\text{m}$ dans HD97048. . . . .	26
2.3	Transmission simulée pour le site de Paranal au Chili au zénith avec un modèle HITRAN (Siebenmorgen) . . . . .	29
2.4	Illustration de la technique chopping/nodding (Lagage et al. 2004). . . . .	31
3.1	Exemple d'une image réduite après chopping et nodding. Les 2 sources positives et 2 sources négatives correspondent aux deux positions de chopping et nodding. . . . .	35
3.2	Cette figure montre les profils d'intensité normalisée le long des axes Nord-Sud et Est-Ouest des objets observés avec CAMIRAS. On voit que pour certains objets les Anneaux d'Airy sont remplis et qu'une émission étendue est détectée. . . . .	37

3.3	Transmission du filtre à froid mesuré par un spectromètre à transformée de Fourier à l'IAS. L'échelle de la figure du bas est multipliée par 100 par rapport à celle du haut. . . . .	40
3.4	Les différentes étapes de la création des images simulées. Une série d'images est construite en tenant compte de la diffraction et du seeing pour n longueurs d'ondes. Pour chaque pixel, le flux est fonction de la longueur d'onde $\lambda$ . Finalement, ceci est multiplié par la transmission du filtre mesurée et le spectre réel de l'objet pour obtenir un spectre final. La valeur du pixel dans l'image finale est le résultat de l'intégration du spectre final sur toutes les longueurs d'onde. . . . .	41
3.5	Simulation de HD135344 supposé ponctuel en prenant pour spectre celui mesuré par ISO. . . . .	42
3.6	<i>A gauche</i> , comparaison des observations (trait plein) avec les simulations de HD135344 supposé ponctuel (trait pointillé) pour la transmission de filtre mesurée. <i>A droite</i> , comparaison des simulations de HD135344 supposé ponctuel avec des simulations d'une étoile de référence. . . . .	43
3.7	Simulation de HD135344 (à gauche, trait plein), HD163296 (à droite, trait plein) et $\alpha$ Boo (trait pointillé) pour un filtre qui a les caractéristiques suivantes : il vaut 1 à l'intérieur de la bande passante et $10^{-2}$ à l'extérieur. . . . .	44
3.8	HD135344 a été observé durant 4 nuits. . . . .	45
3.9	CQTau après soustraction de la PSF lors des 2 nuits d'observations : 20 mars (à gauche) et 21 mars (à droite) 2000. . . . .	46
3.10	HD 163296 après soustraction de la PSF observée dans la nuit du 24 mars 2000. Le disque a une brillance de surface de $0.59 \text{ Jy}/''^2$ ( $S/N=27$ pour $\sigma \sim 0.002 \text{ Jy}$ ) pour la partie la plus brillante selon la direction est/ouest et $0.23 \text{ Jy}/''^2$ ( $S/N=11$ ) pour la moins brillante selon la direction nord/sud. . . . .	47
3.11	Comparaison entre le modèle de Chiang & Goldreich (1997) et Dullemond et al. (2001). Si on tient compte du fait que le rayon interne est éclairé et émet (figure B ), la SED est mieux reproduite en proche IR que si ce n'est pas le cas (figure A). De plus, si on tient compte de l'équilibre hydrostatique pour ce rayon interne et le fait qu'il a une boursouffure, on voit que le modèle (figure C) reproduit correctement l'émission du disque autour de $3 \mu\text{m}$ dans la SED ( <i>figure extraite de Dullemond et al. (2001)</i> ). . . . .	53
3.12	Position et boursouffure du rayon interne dans les étoiles de Herbig Ae. . . . .	54
3.13	Description des paramètres libres du modèle. . . . .	56
3.14	Domaine d'émission de chaque partie du disque : surface/intérieur, régions proches/loins de l'étoile . . . . .	57
3.15	Répartition de l'énergie en fonction de la distance au centre du disque. L'énergie émise dans des ouvertures circulaires normalisée à l'énergie totale en fonction du rayon, pour différentes valeurs des paramètres du modèle. La distance à laquelle l'intensité intégrée atteint 80 % de sa valeur totale permet de caractériser l'extension du disque susceptible d'être détectée dans des observations. Le modèle en trait épais est pour une masse de $0.02 M_{\odot}$ , $q=9/7$ , $p=1.$ , $H_{r_{out}}^p/R_{out}=0.12$ , $H_{r_{in}}^p/R_{in}=0.033$ . . . . .	60

- 3.16 Influence du rayon externe sur la SED. *A gauche*, SED pour un disque de rayon externe  $R_{out}=300$  AU (ligne avec des points). Le même disque tronqué à  $R_{out}=200$  AU (ligne pointillée) et à  $R_{out}=100$  AU (ligne pleine).  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$  est modifié et la densité de surface est constante (masse de disque différente). *A droite*, dégénérescence de  $R_{out}$  dans la modélisation de la SED. Les deux modèles de SED sont pratiquement identiques alors que les rayons du disques sont différentes, avec  $R_{out}= 300$  AU (trait plein) et  $R_{out}= 200$  AU (modèle avec mêmes paramètres, par exemple même masse de disque, excepté  $H_{r_{out}}^p/R_{out}$ ). . . . . 61
- 3.17 Influence des paramètres libres du modèle sur la SED et l'extension spatiale à  $20.5 \mu\text{m}$  pour des paramètres de l'étoile et de poussières donnés. . 62
- 3.18 *A gauche*, la hauteur de pression (trait plein) et de surface (trait pointillé) pour la structure calculée à l'aide de l'équilibre hydrostatique (trait bleu) et pour le modèle paramétrisé qui reproduit au mieux les données de HD135344 (trait noir). *A droite*, comparaison de la SED mesurée par ISO (SWS) avec celle construite à partir du modèle dont la structure est calculée par l'équilibre hydrostatique (trait pointillé) et de celle construite à partir du modèle paramétré qui marche le mieux (trait plein). . . . . 64
- 3.19 *A gauche*, intensité (normalisée au maximum) calculée sur des disques en fonction du rayon en seconde d'arc pour les observations (trait plein) et pour le modèle (trait pointillé). L'image du modèle a été convolué avec la PSF de la nuit correspondante. *A droite*, SED modélisée (trait pointillé) comparée aux observations ISO (trait plein) et photométriques (Doucet et al. 2006). . . . . 68
- 3.20 Effet sur la SED du paramètre  $\xi$ . . . . . 69
- 3.21 Figure extraite de Isella & Natta (2005). Hauteur de surface ( $\tau_S=1$ ) du bord interne pour différentes valeurs de  $\epsilon$  (opacité de grains). Les calculs ont été faits pour une étoile avec  $T_\star=10000\text{K}$ ,  $M_\star=2.5 M_\odot$ ,  $L_\star= 47 L_\odot$ . Chaque courbe se termine quand le milieu devient optiquement mince. . 70
- 4.1 Exemples de sensibilités mesurées au cours des 6 premiers mois de VISIR en bande N (gauche) et bande Q (droite) extraite des données ESO (<http://ww.eso.org/instruments/visir/inst>). La sensibilité pour chaque étoile standard est estimée en faisant de la photométrie d'ouverture, i.e. en déterminant le rayon pour lequel le signal sur bruit est maximal. Le signal de l'étoile est intégré avec ce rayon optimal et une erreur correspondante est calculée. Finalement, à l'aide du catalogue de Cohen où se trouvent les flux calibrés des étoiles et des temps d'exposition des observations, on calcule la sensibilité. . . . . 75
- 4.2 Exemples de sensibilités mesurées en spectroscopie sur les 6 premiers mois de VISIR (figure extraite de la base de données ESO). La figure de gauche montre la basse résolution pour 4 longueurs d'ondes centrales différentes dans la bande N. La figure de droite montre les sensibilités mesurées dans le mode 'long-slit' à  $12.8 \mu\text{m}$ . . . . . 76

4.3	Mode d'observation de VISIR en mode classique ou parallèle (panneau du haut) et mode 'small-source' ou perpendiculaire (panneau du bas). . . . .	77
4.4	Exemple de données de VISIR en spectroscopie : on est en mode classique où les 2 bandes positives sont superposées au centre. . . . .	78
4.5	C73P, une comète observée avec VISIR en juin 2006. . . . .	80
4.6	Le disque de $\beta$ -Pictoris vu par VISIR à 12.8 et 18.7 $\mu\text{m}$ . L'assymétrie (le coté sud-ouest plus brillant que le coté nord-est) est clairement observé. Comme le montre cette figure, plus la longueur d'onde d'observation est grande, plus on voit de la poussière froide (les régions lointaines du disque). Cependant, la résolution spatiale dans les régions centrales est moins bonne car celle-ci est limitée par la diffraction qui augmente avec la longueur d'onde. <i>Figure extraite de Pantin et al. (2005b)</i> . . . . .	81
4.7	Une image composite de Saturne sur la gauche (bleu=PAH filtre à 11.3 $\mu\text{m}$ , rouge=Q3 filtre à 19.5 $\mu\text{m}$ ). La région ombragée sur la partie gauche correspond aux particules de l'anneau avec des températures plus basses après s'être refroidie en passant dans l'ombre de Saturne. A droite, un zoom sur les anneaux de Saturne montrant les anneaux AC, B, et A (de gauche à droite), la division de Cassini entre les anneaux B et A. . . . .	82
4.8	La galaxie Seyfert 2, NGC1068. L'image de gauche a été obtenue avec un filtre à 12.8 $\mu\text{m}$ contenant à la fois le continuum et l'émission de gaz. Le trait jaune marque l'angle de position locale des isophotes, montrant la symétrie de l'émission IR du centre vers les régions plus externes. L'image de droite représente l'émission atomique du NeII gazeux, après soustraction du continuum. <i>Figure extraite de Pantin et al. (2005b)</i> . . . . .	83
4.9	La barre d'Orion observée avec VISIR en haute résolution à 17.03 $\mu\text{m}$ . L'image du haut montre un spectre à 2 dimensions (la direction de dispersion est horizontale, la direction spatiale est verticale, nord en haut). Le graphique du bas montre quelques spectres extraits pour différentes positions spatiales, illustrant le changement de la longueur d'onde centrale avec la position spatiale. <i>Figure extraite de Pantin et al. (2005b)</i> . . . . .	84
4.10	Le centre galactique observé avec un filtre PAH1 8.6 $\mu\text{m}$ . Le but est de détecter l'émission synchrotron du trou noir et de contraindre les modèles d'émission. <i>Figure extraite de Pantin et al. (2005b)</i> . . . . .	85
4.11	Le seeing dans le visible à Paranal comparé à la limite de diffraction du télescope. On voit pour un seeing de 0.5" dans le visible, on est limité par la diffraction à 10 et 20 $\mu\text{m}$ mais pas pour un seeing de 1" dans le visible où c'est la turbulence qui domine même à 10 $\mu\text{m}$ . . . . .	86
4.12	Image caractéristique obtenue avec un télescope beaucoup plus grand que la longueur de cohérence de l'atmosphère pour un temps de pose très court. Chaque tavelure est limitée par la diffraction, mais leur ensemble couvre une zone beaucoup plus grande (le seeing), qui caractérise la turbulence de l'atmosphère. On peut noter la présence d'une tavelure principale entourée de nombreuses tavelures secondaires. . . . .	90

4.13	Description du format de données en mode BURST. $N$ correspond au nombre d'images dans une position nodding A ou B. $P$ est le nombre d'images dans une position chopping. $N_{cycles}$ est le nombre de cycle chopping entier dans une position nodding. $N0(A)$ et $N0(B)$ sont les indices des images correspondant au début du cycle chopping à l'intérieur de la position nodding A et B respectivement. La source est matérialisée par une étoile. . . . .	92
4.14	Détermination de $N0_A$ et $N0_B$ . . . . .	94
4.15	Construction du cube choppé/noddé. . . . .	95
4.16	Illustration des stripes sur le cube choppé/noddé (en haut) et sur l'image combinée finale (en bas). . . . .	96
4.17	Détection et somme avec recentrage de la source. . . . .	97
4.18	Algorithme d'autocorrélation . . . . .	99
4.19	Illustration de l'intérêt du BURST pour la qualité image. Images prises dans le filtre PAH2 ( $11.3 \mu\text{m}$ ) avec des temps de pose élémentaire de 50 ms et 429 images dans le cube choppé/noddé. L'image de gauche a une sensibilité de $17 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$ alors que celle de droite atteint $7.6 \text{ mJy}/10\sigma/1\text{h}$ . . . . .	100
4.20	Gain en qualité image : à <i>gauche</i> , comparaison de la qualité image en terme de profil sur une étoile de référence pour un seeing de 0.5 seconde d'arc dans le visible. L'image non corrigée a une FWHM 1.5 fois plus grande que celle corrigée (Tab 4.3). A <i>droite</i> , comparaison de la qualité image entre le mode BURST et le mode small-source pour le même objet, HD97048, dans les mêmes conditions d'observation (même seeing, $0.75''$ et même filtre, PAH1). Le mode normal révèle une FWHM deux fois plus large, ce qui caractérise la dégradation de la résolution angulaire. Une remarque : le flux dans les ailes est beaucoup plus faible en mode BURST car le temps de pose est plus court. . . . .	101
4.21	Effet de la méthode de recentrage sur la qualité image pour une étoile de référence HD85503, en filtre PAH2 avec un seeing de $0.75''$ en visible. La méthode d'auto-corrélation donne une image limitée par la diffraction au contraire des deux autres méthodes où la qualité image est dégradée. . .	102
4.22	Effet de la méthode de recentrage sur la qualité image pour une étoile de référence HD62902, en filtre PAH2 avec un seeing de $1.2''$ en visible. La méthode d'auto-corrélation donne une image limitée par la diffraction au contraire des deux autres méthodes où la qualité image est dégradée, encore plus pour la méthode par recentrage par centroïde. . . . .	102
4.23	Comparaison pour HD169142, une étoile Herbig Ae observée en mode normal, <i>sur la gauche</i> , et en mode BURST ( <i>sur la droite</i> ) pour les mêmes conditions de seeing (0.6 seconde d'arc dans le visible) dans le filtre PAH1 ( $8.6 \mu\text{m}$ ). L'étoile de référence a été soustraite afin de mieux visualiser l'extension. . . . .	103

4.24	La longueur de cohérence $r_0$ (m) à $11.3 \mu\text{m}$ (PAH2) et à $8.6 \mu\text{m}$ (PAH1) en fonction du seeing visible en seconde d'arc ( <i>figure du haut</i> ) et de la distance zénithale $z$ ( <i>figure du bas</i> ). . . . .	106
4.25	Profil de brillance de CQTAU (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé). . .	109
4.26	Profil de brillance de HD135344 (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé). . .	110
4.27	Profil de brillance de HD163296 (trait plein) en PAH2 (à gauche) et en bande Q2 (à droite) comparé à l'étoile de référence (trait pointillé). . .	110
4.28	Spectre basse résolution de VISIR de HD135344, à gauche, et de CQTAU, à droite. On distingue les raies de PAH dans HD135344 qui avaient déjà été détectées avec Spitzer (Sloan et al. 2005). Le spectre de CQTAU est marqué par une large bande de silicate autour de $10 \mu\text{m}$ . . . . .	111
4.29	Profil de brillance pour HD163296 observé avec VISIR (trait noir) en comparaison au modèle (trait pointillé) à $18.7 \mu\text{m}$ . . . . .	111
4.30	A gauche, spectre ISO (trait noir) de HD135344 comparé à celui de VISIR (trait rouge). A droite, profil de brillance pour HD135344 observé avec VISIR (trait noir) en comparaison au modèle (trait pointillé) à $18.7 \mu\text{m}$ . . . . .	112
4.31	A gauche, spectre modélisé à l'aide des données CAMIRAS (section 3.4.3.4) de CQTAU (trait pointillé) comparé au spectre de VISIR (trait plein). A droite, profil de brillance des observations de CQTAU de VISIR (trait plein) comparé au modèle à $18.7 \mu\text{m}$ (trait pointillé) . . . . .	113
5.1	Différents types de PAHs. . . . .	117
5.2	Spectres de quatre HAeBe pris par Spitzer (Sloan et al. 2005). La raie à $12.7 \mu\text{m}$ est plus faible que celle à $11.3 \mu\text{m}$ , caractéristique des gros PAHs. . . . .	119
5.3	Sur la gauche, HD 97048 dans le filtre PAH2 (centré autour de $11.3 \mu\text{m}$ ) avec la caméra de VISIR. Sur la droite, une étoile de référence (HD85503) dans le même filtre. L'objet présente une émission plus étendue que l'étoile de référence avec une asymétrie est/ouest. . . . .	122
5.4	Coupe en intensité (normalisée au maximum) le long des deux axes de l'image VISIR de HD97048 dans la bande PAH (trait noir) et dans le continuum SIV (trait rouge) superposées à celle de l'étoile de référence dans le filtre SIV (trait bleu). Si on compare l'émission dans la bande PAH et dans le continuum pour un même signal à bruit, HD97048 est plus étendu en bande PAH. De même, si on compare l'émission de l'objet par rapport à celle de l'étoile de référence dans le continuum SIV, HD97048 est étendu également dans le continuum. . . . .	123
5.5	HD 97048 dans le filtre PAH2 ( <i>au centre</i> ), et dans les continuum adjacents (SIV <i>sur la gauche</i> , NeII <i>sur la droite</i> ). Les images ont le même rapport signal à bruit afin de comparer les différentes extensions. . . . .	124
5.6	HD 97048 dans le filtre PAH1 ( <i>au centre</i> ), et dans le continuum adjacent (ArIII <i>sur la gauche</i> ). Les images ont le même rapport signal à bruit afin de comparer les différentes extensions. . . . .	124



- 5.7 Projection sur la ligne de visée de différents types de disque optiquement épais. La projection d'un disque plat avec une hauteur nulle donne une image symétrique ( $OA=OA'$ ). De même pour un disque plat avec une hauteur non nulle et constante le long du disque ( $O'B=O'B'$ ). Enfin la projection d'un disque évasé (optiquement épais) sur la ligne de visée ne donne pas une image symétrique ( $OC \neq OC'$ ). . . . . 126
- 5.8 *A gauche*, décalage de la position du centre des ellipses pour différents niveaux de brillance en fonction du demi-grand axe de l'ellipse. *A droite*, résultat du modèle d'une émission surfacique des PAHs pour un disque évasé en ajustant à l'observation le profil en intensité à l'ouest (trait pointillé), et à l'est (trait plein). Le meilleur modèle est obtenu pour un indice d'évasement de  $1.26_{-0.05}^{+0.05}$ , une hauteur de surface à 135 AU de  $51.3_{-3.3}^{+0.7}$  AU, une inclinaison de  $42.8_{-2.5}^{+0.8}$  degrés et une loi de puissance pour l'intensité de  $-2.3^{+0.2}$  (Lagage, P.-O., Doucet, C., Pantin, E. et al. 2006, Science). . . . . 127
- 5.9 Vue du disque de HD97048. . . . . 127
- 5.10 Spectre de HD97048 mesuré avec VISIR (bleu), TIMMI2 (rouge) et ISO (pointillé). On a introduit un facteur multiplicatif aux spectres de VISIR et TIMMI2 afin que le flux du continuum corresponde à celui mesuré par ISO. . . . . 129
- 5.11 *A gauche*, FWHM calculée sur le spectre de HD97048 (trait continu) pris en janvier 2005 à  $11.3 \mu\text{m}$  avec un seeing (dans le visible) de 0.66 seconde d'arc comparée à celle d'une étoile standard (trait pointillé). *A droite*, la même chose pour une observation en juin 2005 avec un seeing (dans le visible) de 1.1 secondes d'arc. . . . . 130
- 5.12 *A gauche*, profil normalisé pour HD97048 en mode normal (trait continu) et en mode BURST (trait pointillé) à  $8.6 \mu\text{m}$ . *A droite*, de même mais à  $11.3 \mu\text{m}$ . La FWHM est dégradée d'un facteur 2 en mode normal par rapport au mode BURST, ce que confirme la spectroscopie. . . . . 130
- 5.13 (*gauche*) Scénario de formation de planètes par coagulation. (*droite*) Simulation numérique de croissance de planètes (Tanaka et al. 2000). . . . 132
- 5.14 Les différentes forces auxquelles est soumise une particule de masse  $M$ , de densité de surface  $\Sigma$  et de taille  $D$ . . . . . 133
- 5.15 Facteur de Toomre  $Q$  en fonction de la distance à l'étoile. Le disque est instable pour  $Q < \pi/2$ . Le disque est stable à 370 AU (trait plein) quelles que soient les valeurs des paramètres. L'incertitude vient principalement de la loi de puissance de la densité de surface ( $\Sigma = \Sigma_0 r_{AU}^{-p}$ ) qui prend les valeurs 1.5 (trait plein), 1 (trait pointillé) et 0.5 (ligne point-trait) . . . . 135

- 5.16 *A gauche*, temps de sédimentation en fonction de la distance à l'étoile pour des grains de silicate de taille  $100 \mu\text{m}$  (bleu),  $1 \mu\text{m}$  (noir) et  $0.01 \mu\text{m}$  (rouge). La pente de la densité de surface est  $p=1.5$  (trait plein),  $p=1$ . (trait pointillé) et  $p=0.5$  (ligne trait-pointillé) pour chaque type de grain. *A droite*, temps nécessaire à la formation d'un embryon de planète d'un dixième de masse terrestre avec les mêmes variations de pente de la densité de surface que précédemment. L'âge de HD97048 est représenté par le trait rouge. . . . . 137
- 5.17 Opacité des grains thermiques (trait pointillé) et des PAHs (trait plein) utilisées pour le modèle standard (Draine & Li 2001). Pour les grains thermiques, une moyenne est faite sur la distribution en taille des grains. 139
- 5.18 *A gauche*, structure du disque calculée à l'équilibre hydrostatique. La hauteur de surface (trait pointillé) et la hauteur de pression (trait plein) du disque évasé en fonction de la distance à l'étoile en AU. La zone d'ombre s'étend jusqu'à environ 5 AU. *A droite*, SED de HD97048 construite avec la structure précédente comparée aux observations ISO (trait rouge) et photométriques. . . . . 141
- 5.19 *A gauche*, coupes dans les directions nord/sud (en bas) et est/ouest (en haut) pour le modèle standard dans la bande PAH à  $11.3 \mu\text{m}$  convolué avec la PSF de VISIR (trait pointillé) comparées aux observations (trait plein). *A droite*, la même chose mais pour le continuum à  $10.5 \mu\text{m}$ . . . . 143
- 5.20 *A gauche*, SED modélisée (trait noir) avec la structure paramétrée qui augmente la zone d'ombre. Comparaison avec les données ISO (trait rouge) et TIMMI2 (trait bleu). *A droite*, distribution spatiale à  $11.3 \mu\text{m}$  du modèle (trait pointillé) en comparaison avec les observations (trait plein). . . . . 144
- 5.21 *A gauche*, SED modélisée (trait noir) pour des PAHs ionisés avec  $H/C=0.4$ . Comparaison avec les données ISO (trait rouge) et TIMMI2 (trait bleu) *A droite*, distribution spatiale à  $11.3 \mu\text{m}$  du modèle (trait pointillé) en comparaison avec les observations (trait plein). . . . . 146
- 5.22 *A gauche*, comparaison des sections efficaces entre Draine & Li (2001) et Verstraete et al. (2001) pour différentes propriétés de PAHs. Les 3 chiffres correspondent à :  $N_c=100$ ,  $N_H=10$  ou 25, et un mélange de PAHs neutres (désigné par 0) ou un mixte de PAHs neutres et ionisés (désigné par 0.5). *A droite*, comparaison des spectres modélisés en fonction des différentes sections efficaces. . . . . 147
- 5.23 Comparaison des SEDs dans le cas du modèle standard (trait plein), et de celui (trait pointillé) où on tient compte du chauffage de façon thermique des PAHs en plus de l'étoile. . . . . 148
- 5.24 Opacité des grains thermiques de silicate (trait plein), de carbone (trait pointillé) et des PAHs (trait semi-pointillé) utilisées pour le modèle où on a découplé les grains thermiques de silicate/carbone. . . . . 150

5.25	<i>A gauche</i> , comparaison de la SED calculée avec le modèle (trait pointillé) qui tient compte du découplage carbone/silicate avec le spectre ISO (trait plein). <i>A droite</i> , comparaison de l'extension spatiale du modèle (trait pointillé) avec les observations VISIR (trait plein) à 11.3 $\mu\text{m}$ . . . . .	150
5.26	SED du modèle découplé avec une masse de 0.01 $M_{\odot}$ (modèle de la section 5.6.4.2) en comparaison avec le même modèle dont la masse du disque est 5 fois supérieure (trait pointillé). L'IR lointain est mieux reproduit avec le modèle où la masse est plus grande mais le flux autour de 10 $\mu\text{m}$ est de nouveau trop élevé. . . . .	151
5.27	Comparaison du modèle standard (trait plein) en ajoutant une couche de gros grains (de l'ordre du millimétrique) dans le plan médian. La SED n'est modifiée que pour les grandes longueurs d'ondes (supérieures à 100 microns). SED modélisée avec un plan médian de 0.0015 $M_{\odot}$ de poussière composée de grains de 1 mm (trait pointillé). . . . .	152
5.28	Transmission de l'atmosphère modélisée autour de la raie S(4) de $\text{H}_2$ à 8.025 $\mu\text{m}$ ( <i>à gauche</i> ), S(2) à 12.278 $\mu\text{m}$ ( <i>au milieu</i> ) et S(0) à 17.035 $\mu\text{m}$ ( <i>à droite</i> ). L'emplacement de la raie de $\text{H}_2$ a été matérialisé en rouge. . .	153
5.29	Détection de $\text{H}_2$ à 17.035 $\mu\text{m}$ autour de HD97048 avec VISIR pour 1 heure d'observations. Pour corriger de l'absorption atmosphérique, le spectre de HD97048 a été divisé par par celui de CERES, un astéroïde, et normalisé par rapport au continuum (Martin-Zaïdi et al., en préparation). . . . .	154
A.1	Diagramme de Hertzsprung et Russel. . . . .	162





## Résumé

La performance accrue des instruments dans une vaste gamme de longueur d'onde a montré qu'une grande partie des étoiles jeunes étaient entourées de matière sans doute répartie dans un disque. La détection de tels systèmes par imagerie directe est difficile du fait de la faible taille angulaire de ces objets, ainsi que de leur faible luminosité en comparaison avec l'étoile. Il semble aujourd'hui que près de 50 % d'étoiles pré-séquence principale de faible masse, dites étoiles T Tauri, soient entourées d'un disque. Cette proportion est beaucoup moins évidente pour les étoiles plus massives, dites Herbig Ae, du fait de leur faible nombre et du faible nombre de détections directes. Jusqu'à présent, seule l'interprétation de la distribution spectrale d'énergie (SED) de ces objets permettait d'inférer la structure géométrique des disques autour des étoiles Herbig Ae. Les modèles sont fortement dégénérés et il est primordial d'obtenir des images, seules preuves directes de la présence ou non de disque. Cette thèse a permis de mettre en évidence l'apport de l'imagerie en infrarouge moyen pour lever une partie de la dégénérescence liée à l'interprétation de la SED et mieux contraindre, pour plusieurs objets, les paramètres des disques, comme le rayon externe minimal ou l'inclinaison. De plus, nous présentons un nouveau mode d'observation avec VISIR, l'instrument pour les observations en infrarouge moyen au VLT (ESO, Chili) : le mode BURST. Ce mode permet d'atteindre la limite de résolution spatiale déterminée par la diffraction. Grâce à l'imagerie en infrarouge faite avec cet instrument, cette thèse a permis de déterminer, pour la première fois, la géométrie (structure évasée) d'un disque autour d'une étoile massive inférée au préalable par l'interprétation des SEDs.

## Abstract

The accrued efficiency of the instruments in many wavelengths has allowed to show that most young stellar objects were surrounded by circumstellar matter distributed in a disk. Direct imaging of such systems is very difficult because of their narrow angular size and their weak luminosity in comparison with the star. Nowadays, 50 % of low-mass pre-main sequence stars, i.e. T Tauri stars, are surrounded by a disk. This proportion is less obvious for intermediate-mass stars, like Herbig Ae stars, that are less numerous and whose direct disk detection is more difficult. Until now, only the interpretation of the Spectral Energy Distribution (SED) of such objects allows to have access to the geometry of the disk. But the solutions are degenerated and several parameters fit the same SED. It is essential to have direct images of the objects, the only evidence of the presence of disks. This PhD allows to show that mid-infrared imaging could rise a part of the degeneracy of the disk's parameters linked to the fit of the SED for several objects and gives constraints on the minimum external radius and inclination of the disk. We present a new observation mode with VISIR, the mid-infrared imager and spectrometer on the VLT (ESO, Chile) : the so-called BURST mode. This mode allows to reach the diffraction limit of the telescope. Thanks to mid-infrared imaging with this instrument, we were able, for the first time, to have access to the geometry of a disk (flared structure) around a massive star that was, until now, only deduced from the SED modelling.