HAL
open science

Environnement circumstellaire des étoiles jeunes

Fabien Malbet

To cite this version:

Fabien Malbet. Environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 1992. Français. NNT : . tel-00003233

HAL Id: tel-00003233

https://theses.hal.science/tel-00003233v1

Submitted on 6 Aug 2003

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

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

Université de Paris VII

Thèse de Doctorat
Astrophysique et Techniques Spatiales
présentée par

Fabien MALBET

◇ ◇ ◇ ◇ ◇

Environnement Circumstellaire des Etoiles Jeunes

◇ ◇ ◇ ◇ ◇

soutenue le 14 décembre 1992 devant la Commission d'examen :

M.	R. Lucas	Président
M.	L. Hartmann	Rapporteur
M.	B. Lazareff	Rapporteur
M.	C. Bertout	Directeur de thèse
M.	P. Léna	Directeur de thèse
M.	J.-M. Mariotti	Examinateur

La thèse présentée dans ce mémoire est la somme de trois années de travail sur un sujet situé à l'interface entre deux domaines de l'astrophysique, celui des étoiles jeunes de faible masse et celui de la haute-résolution angulaire. Ce ne fut pas toujours facile de concilier les deux, d'essayer d'établir un lien entre les deux groupes de spécialistes, mais d'un autre côté cette situation m'a permis de mieux comprendre les enjeux respectifs. Je remercie donc toutes les personnes que j'ai rencontrées pour l'aide qu'ils m'ont fournie.

Je tiens à remercier tout d'abord Claude Bertout et Pierre Léna, qui m'ont permis de réaliser la thèse à laquelle je rêvais, alliant la physique de la formation stellaire aux techniques d'imagerie à haute-résolution angulaire. Leurs occupations respectives ne leur ont pas permis d'être disponibles à tous moments, mais m'ont apporté un bien, plus précieux, l'autonomie. Je leur suis reconnaissant de m'avoir communiquer une partie de leur connaissance ainsi que d'avoir tout fait pour faciliter mon travail.

Je remercie également Michel Combes, Alain Omont et Claude Bertout pour leur accueil au Département de Recherche Spatiale à l'Observatoire de Meudon, à l'Institut d'Astrophysique de Paris et au Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble. Grâce à leur support logistique, ils ont œuvré à la réalisation de mon travail. Merci aussi aux secrétaires qui m'ont bien aidé, notamment Françoise Bouillet.

Tout ce que j'ai appris dans le domaine des étoiles T Tauri, des étoiles FU Orionis et Ae/Be de Herbig, je le dois au groupe ¡¡ Étoiles Jeunes ¿¿ que j'ai suivi depuis l'IAP jusqu'à Grenoble. Merci donc à Jérôme Bouvier, Sylvie Cabrit, Isabelle Joncour et François Ménard.

J'ai été aussi très heureux de collaborer avec Jean-Louis Monin et Jérôme Bouvier sur les modélisations de disques.

Ma connaissance de la haute résolution angulaire s'est enrichie au contact de l'équipe COME-ON toute entière. Tout d'abord les responsables successifs, Pierre Kern, François Rigaut et Jean-Luc Beuzit, mais aussi toutes les personnes qui ont œuvré pour que l'expérience fonctionne, à l'Observatoire de Meudon, à l'ONERA, à Laserdot et à l'ESO. J'ai aussi beaucoup profité aussi des connaissances et du savoir-faire en haute-résolution angulaire de Jean-Marie Mariotti, Daniel Rouan, François

Lacombe, Jean-Gabriel Cuby, Christian Perrier, Renaud Foy et Michel Tallon.

Pour la coronographie à haute résolution spatiale, je remercie tout particulièrement le DESPA qui a financé le prototype, mais aussi toutes les personnes qui m'ont aidé concrètement, Claude Marlot, Pierre Gigan, Patrick Rabou à Meudon, Véronique Serpette et Françoise Gex au LARCA (DASGAL) à Paris et Norbert Hubin de l'ESO-Garching.

Merci à François Rigaut pour son aide précieuse aux manettes de COME-ON, et, sans qui l'observation de Z CMa, n'aurait pas été réalisée.

Je remercie Robert Lucas d'avoir accepté de présider le jury, Bernard Lazareff et Lee Hartmann pour leur travail de rapporteurs, et Jean-Marie Mariotti pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je ne voudrais pas oublier les amis que je me suis fait dans le monde de la recherche et qui ont toujours été présents : Pitsa à l'IAP ; Eric G., Vincent, François, Eric T. et Jean-Marie au bâtiment Lyot ; Pascal, Catherine, Eric et Marie-Christine à l'Observatoire de Meudon ; et la totalité des membres du laboratoire d'Astrophysique de Grenoble qui m'ont accueilli les bras ouverts. Une pensée amicale à Jonathan avec qui j'ai partagé notre bureau et à Françoise en compagnie de qui j'ai effectué mes premières expériences en monitorat.

Merci aussi à ma famille pour leur soutien affectif. Je conclurai en signalant que cette thèse doit énormément à Stéphanie, que je remercie de tout cœur pour son aide incommensurable surtout dans les instants difficiles...

Sommaire

Résumé **5**

Abstract **7**

1 Introduction **9**

2 Structure radiale des disques circumstellaires **21**

3 Structure verticale des disques circumstellaires **45**

4 Environnement circumstellaire des objets stellaires jeunes **77**

5 La coronographie à haute résolution angulaire **101**

6 Z Canis Majoris **129**

7 Conclusion **151**

ANNEXES **155**

A The vertical structure of T Tauri accretion disks. I. Heating by the central star **157**

B Imaging circumstellar disks around young stars by multi-aperture interferometry **165**

C Coronagraphy with adaptive optics **171**

D Detection of a 400 AU disk-like structure surrounding the young stellar object Z CMa **177**

E Bibliographie générale **183**

Résumé

L'environnement proche des étoiles jeunes de faible masse recèle une multitude de phénomènes physiques liés à la formation des étoiles. Ce mémoire de thèse présente un ensemble de travaux théoriques, expérimentaux et observationnels relatifs à ces phénomènes. Après une description des propriétés attribuées aux étoiles de type T Tauri, FU Orionis et Ae/Be de Herbig et plus particulièrement de leurs disques d'accrétion, j'aborde l'étude de la structure verticale de ces disques, issue du transfert de rayonnement et de l'équilibre hydrostatique. La dissipation d'énergie provient du frottement visqueux des particules du disque s'accrétant sur l'étoile, ainsi que de l'absorption du rayonnement stellaire. Il est montré que le rayonnement rasant de l'étoile sur le disque crée une ¡¡ chromosphère ¿¿. J'étudie par la suite la possibilité de détecter directement le milieu circumstellaire (disque, binarité, planètes, jets,...) grâce aux techniques à haute-résolution angulaire (optique adaptative et interférométrie). Je présente ensuite un prototype de coronographe à haute résolution spatiale que j'ai conçu, modélisé, construit et testé en vue de telles observations. Je décris finalement les observations de l'environnement du système stellaire jeune Z Canis Majoris que j'ai réalisées à la limite de la diffraction dans le proche infrarouge au télescope de 3.60 mètres de l'ESO. Elles montrent que cet objet est composé d'une binaire et d'une structure étendue en forme de disque, perpendiculaire au jet connu et éclairée non pas par la source centrale mais par le compagnon infrarouge.

Abstract

Circumstellar Surroundings of Young Stellar Objects

The close surroundings of young low mass stars holds a multitude of physical phenomena related to star formation. This thesis presents a set of works on theoretical, experimental, and observational issues connected with these phenomena. After a description of the properties of T Tauri, FU Orionis and Ae/Be Herbig stars, with a particular emphasis on their accretion disks, I study the vertical structure of such disks which results from the radiative transfer and the hydrostatic equilibrium. The energy dissipation comes from both the viscous friction of disk particles accreting onto the star and from the absorption of the stellar radiation. A disk "chromosphere" is shown to result from the grazing stellar radiation. In the following I study the possibility of detecting directly the circumstellar features (disk, binarity, planets, jets,...) thanks to the high angular resolution techniques (adaptive optics and interferometry). I then present the prototype of a coronagraph at high spatial resolution that I designed, modelized, built and tested for that kind of observations. Finally I describe the observations of the young stellar system Z Canis Majoris, which I obtained at the diffraction limit of the 3.6 meter ESO telescope in the near infrared. This object is shown to be composed of a binary system in addition to an elongated disk-like structure perpendicular to the known jet and illuminated not by the central source but by the infrared companion.

Chapitre 1

Introduction

Le terme d'objet stellaire jeune a été pour la première fois évoqué par Strom (1972). Le concept d'objet stellaire jeune est maintenant largement utilisé pour désigner tous les types d'objets stellaires, enfouis ou non, dont le stade d'évolution est antérieur à la phase séquence principale. Cette catégorie peut-être subdivisée en plusieurs groupes en fonction de la luminosité des objets, de leur masse, de leur spectre... Elle regroupe ainsi les proto-étoiles, étoiles T Tauri, les étoiles FU Orionis, les étoiles Ae/Be de Herbig. Ne sont pas inclues les étoiles jeunes de masse importante, car la physique qui gouverne leur évolution est quelque peu différente. Un catalogue de ces objets a été publié par Herbig & Bell (1988), qui regroupe quelques 742 étoiles à raies d'émission de la population d'Orion.

1.1 Les étoiles jeunes de faible masse

1.1.1 Les proto-étoiles

Cette dénomination est peut-être un abus de langage. Ce sont plutôt des sources enfouies qui émettent dans l'infrarouge à cause de l'extinction induite par la poussière environnante. Le coefficient d'absorption A_V peut atteindre des valeurs allant de 1 à 100 magnitudes. Leurs luminosités s'étalent entre 1 et 10^5 $L_\odot$. Leur localisation au centre de nuages moléculaires (Myers 1985) a permis de mieux comprendre leur stade d'évolution. Ce sont probablement des coeurs stellaires en phase d'effondrement ($t < 10^5$ ans) enfouis dans leur nuage géniteur. Bien que leur étude soit rendue difficile par la présence de poussières autour, il semble que ces sources enfouies soient dans un stade antérieur d'évolution à celui des étoiles T Tauri (Wilking et al.

1989).

1.1.2 Les étoiles T Tauri

L'étoile T Tauri a été découverte en 1852 par James Russel Hindt. Elle est associée à une nébuleuse (NGC 1555) appelée nébuleuse de Hindt, dont la brillance a souvent variée depuis (minimum atteind dans les années 1930). Contrairement à ce que l'on pourrait penser, T Tauri n'est absolument pas un archétype des étoiles de type T Tauri. Ce serait même plutôt un cas extrême. Joy (1945), à partir de 11 objets ayant des caractéristiques semblables, a défini la classe des objets de type T Tauri. Celle-ci est composée d'étoiles de faible luminosité, variables irrégulières d'amplitude de l'ordre de 3 magnitudes, de type spectral compris entre F5 et G5, associées à des nébuleuses sombres ou brillantes. Ces étoiles ont en commun un spectre présentant des raies d'émission similaires à celles créées à l'intérieur de la chromosphère solaire, notamment la raie [Hα]. Herbig (1962), préfère identifier les étoiles T Tauri par des critères purement spectroscopiques, sachant que les étoiles vérifiant ces propriétés sont toutes associées à des nébuleuses et présentent une variabilité irrégulière.

L'hypothèse selon laquelle les étoiles T Tauri sont des étoiles jeunes, n'ayant pas encore atteint la séquence principale, a été avancée en 1947 par Ambartsumian (1947). En effet le fait qu'elles appartiennent à des régions de formation stellaire situées au sein de nébuleuses sombres ou brillantes, comportant des étoiles OB à courte durée de vie, nous amène à l'idée que les étoiles T Tauri sont les contreparties peu massives de ces étoiles OB. De plus Herbig (1977) a démontré sur un échantillon de 50 étoiles que les T Tauri ont la même vitesse radiale que celle de leur nuage associé, laissant penser qu'elles sont trop jeunes pour avoir eu le temps de s'éparpiller hors de leur nuage géniteur. La présence importante de la raie en absorption du lithium, un des quatre critères de Herbig, est interprétée comme un signe de jeunesse, car le lithium est rapidement détruit lors des réactions nucléaires se déclenchant lors de l'arrivée des étoiles sur la séquence principale. Zappala (1972) a montré que l'abondance du lithium dans quelques étoiles T tauri était compatible avec celle du milieu interstellaire. Finalement la position des étoiles T Tauri dans le diagramme de Hertzsprung-Russell comparée aux chemins évolutifs calculés théoriquement (Cohen & Kuhi, 1979) nous permettent d'affirmer que les étoiles T Tauri sont dans les premiers stades de l'évolution stellaire (cf. figure 1.1)

Actuellement les étoiles qui remplissent les critères de Herbig, notamment une largeur équivalente de la raie [Hα] supérieure à 5 Å, sont désignées sous le nom

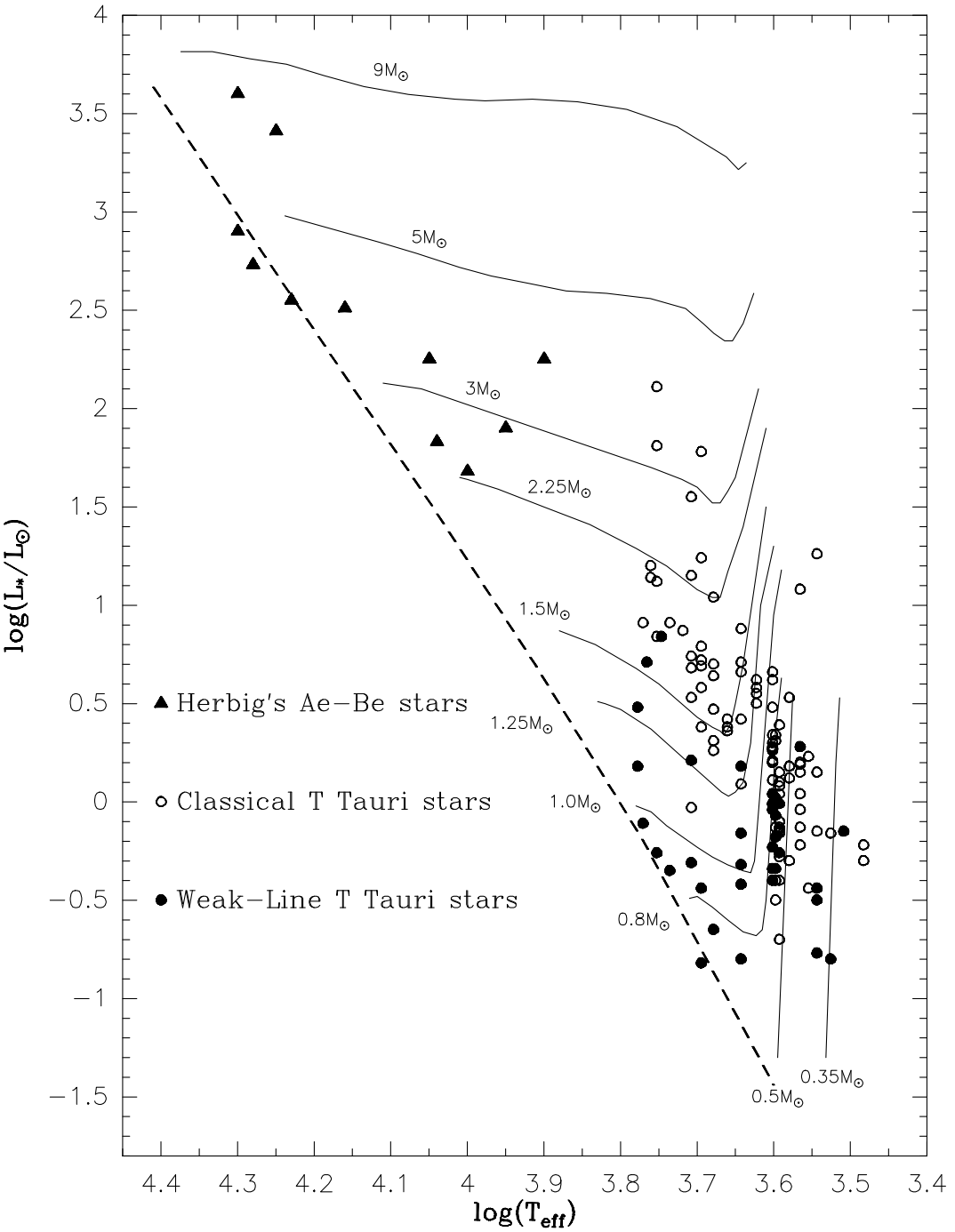

FIG. 1.1 – *Localisation des étoiles T Tauri (CTTS : disques sombres, WTTS : disques évidés) et des étoiles Ae/Be de Herbig (triangles sombres) dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. Les lignes pleines correspondent à des tracés évolutifs d'étoiles de différentes masses et la ligne pointillée représente la séquence principale (d'après Bertout 1989).*

d'étoiles T Tauri classique (CTTS pour Classical T Tauri Stars), tandis qu'une nouvelle classe d'étoiles T Tauri ayant une largeur équivalente de la raie [Hα] inférieure à 5 Å est appelée la classe des étoiles T Tauri à faible raie d'émission (WTTS pour Weak-line T Tauri Stars). Cette dernière classe d'étoile est restée ignorée dans les premières recherches d'étoiles T Tauri à cause de leur faible luminosité et la faible intensité de leur raie [Hα]. Ce n'est que lors des recherches menées à courte longueur d'onde (rayons X), que l'on a découvert cette population. Walter et al. (1988) définissent une WTTS comme étant une contrepartie optique d'une source X, présentant des caractéristiques compatibles avec le stade pré-séquence principale (forte absorption du lithium et vitesse radiale compatible avec celle des nuages moléculaires associés).

1.1.3 Les étoiles FU Orionis

Les étoiles dite FU Ori sont des objets de type T Tauri qui ont subi une croissance de leur magnitude de plus de 5 magnitudes aux longueurs d'onde visibles en quelques mois (Herbig 1966, 1977 ; Hartmann & Kenyon 1985, 1987a,b). La courbe de lumière décroît lentement sur des périodes de l'ordre d'une à plus de dix années. Le type spectral change passant d'un type F-G à celui d'une étoile évoluée de type G. Il semble que les éruptions FU Orionis soient des évènements fréquents de la phase T Tauri. Cette classe d'objets comprend aussi les étoiles pré-séquence principale présentant des similarités spectroscopiques mais pour lesquels la croissance de la courbe de lumière n'a pas été détectée. C'est le cas de Z Canis Majoris (cf. chapitre 6). Une revue complète de ces phénomènes épisodiques se trouve dans Hartmann (1991).

1.1.4 Les étoiles Ae/Be de Herbig

Les étoiles Ae et Be de Herbig sont les contreparties légèrement plus massives des étoiles T Tauri dans les régions de formation d'étoiles. Par conséquent, elles exhibent des spectres d'émission similaires mais un type plus chaud inférieur à F0. Les 26 premières candidates étaient des étoiles Ae et Be associées à des nébuleuses optiques. Elles ont été cataloguées par Herbig (1960). Finkenzeller & Mundt (1984) ont étendu la liste en utilisant les mêmes critères que Herbig. Catala (1989) montre que la plupart de ces étoiles sont plus proches des étoiles T Tauri (sauf pour les caractéristiques dépendant de la masse) que des étoiles Ae et Be de la séquence principale.

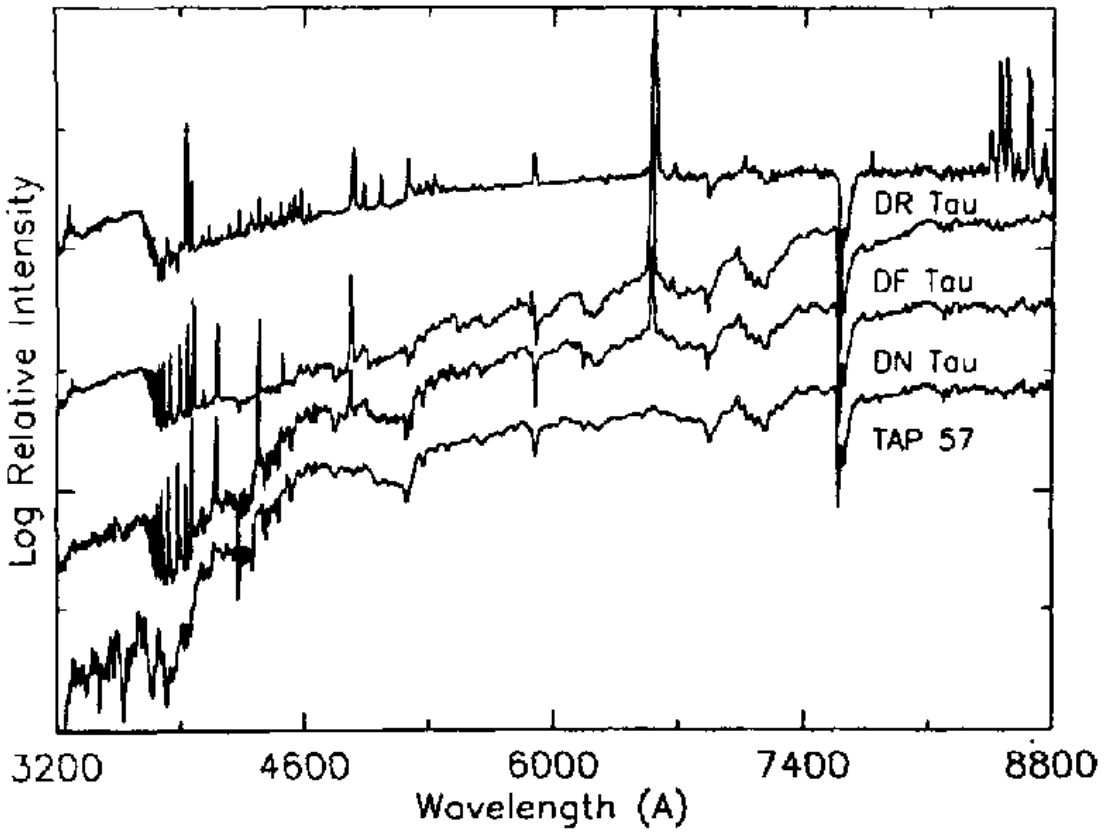

FIG. 1.2 – *Spectres de résolution moyenne de quatre étoiles T Tauri (WTTS, CTTS modérée, CTTS extrême) par ordre d'intensité des raies d'émission croissante (d'après Bertout 1989).*

1.2 Spectroscopie et photométrie des étoiles T Tauri

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, les différents types d'objets stellaires jeunes ont des caractéristiques similaires. Pour éviter d'être redondant, je centrerai à présent mon propos sur les étoiles T Tauri. Chaque fois qu'il sera nécessaire, je donnerai des indications supplémentaires concernant les proto-étoiles, les FU Orionis et les étoiles Ae et Be de Herbig.

1.2.1 Spectres optiques

Ce sujet est traité dans différentes revues sur les étoiles T Tauri (Bertout 1984, 1989 ; Cohen 1984 ; Appenzeller & Mundt 1989). Le spectre optique des étoiles T

Tauri se compose d'un continu stellaire, d'un spectre d'absorption photosphérique, d'un continu non-photosphérique et d'un spectre d'émission. Le spectre d'absorption est de type tardif (de F à M), avec cependant la présence de la raie du lithium, qui n'apparaît pas dans les étoiles évoluées. Les raies d'absorption sont généralement plus faibles que dans les spectres de celles-ci pour une même température effective. Ce phénomène, appelé *veiling* en anglais (Hartigan et al. 1990 ; Basri 1990) peut être si fort que les raies sont pratiquement toutes comblées, laissant apparaître un spectre stellaire pratiquement continu. La combinaison de ces quatres types de spectre permet l'interprétation des différents spectres observés dans la population des étoiles T Tauri. La figure 1.2 montre les spectres de résolution moyenne de quatre T Tauri. Ces spectres représentent une séquence d'étoiles jeunes : un spectre standard de type tardif pour la WTTS TAP 57, un spectre de CTTS modérée pour DN Tau, un autre *veil*ée pour DF Tau et celui d'une CTTS extrème, DR Tau. Les méchanismes permettant la formation de tels spectres sont encore mal connus, mais il ne fait aucun doute que l'activité stellaire des étoiles T Tauri est proche de celle de l'atmosphère solaire, notamment en ce qui concerne les processus physiques internes à la chromosphère.

1.2.2 Profils de raies

Les raies d'émission, et donc en premier lieu [Hα], sont de type P Cygni et quelques fois de type P Cygni inverse pour la sous-classe dénommée YY Orionis. Elles sont la preuve de l'existence de mouvements de matière pouvant atteindre plus de 200 km.s^{-1}. La nature de ces mouvements semble provenir de la combinaison de deux phénomènes, l'accrétion et l'éjection de matière. La localisation de ces deux phénomènes reste encore relativement inconnue, même s'il semble que l'accrétion se déroule au sein d'un disque circumstellaire et que l'éjection ait lieu dans des vents stellaires ou dans des éjections bipolaires plus violentes.

1.2.3 Distributions spectrales d'énergie

En ce qui concerne la distribution spectrale d'énergie des étoiles T Tauri, la classification a été établie en fonction de la pente du spectre vers les grandes longueurs d'ondes. Lada & Wilking (1984) et Lada (1986, 1991) ont ainsi subdivisés les sources infrarouges du nuage ρ Ophiuchus en trois catégories. La classe I regroupe les étoiles pour lesquels la pente est positive ou nulle, la classe II celles dont la pente avoisine celle obtenue à partir d'un modèle de disque circumstellaire (cf.

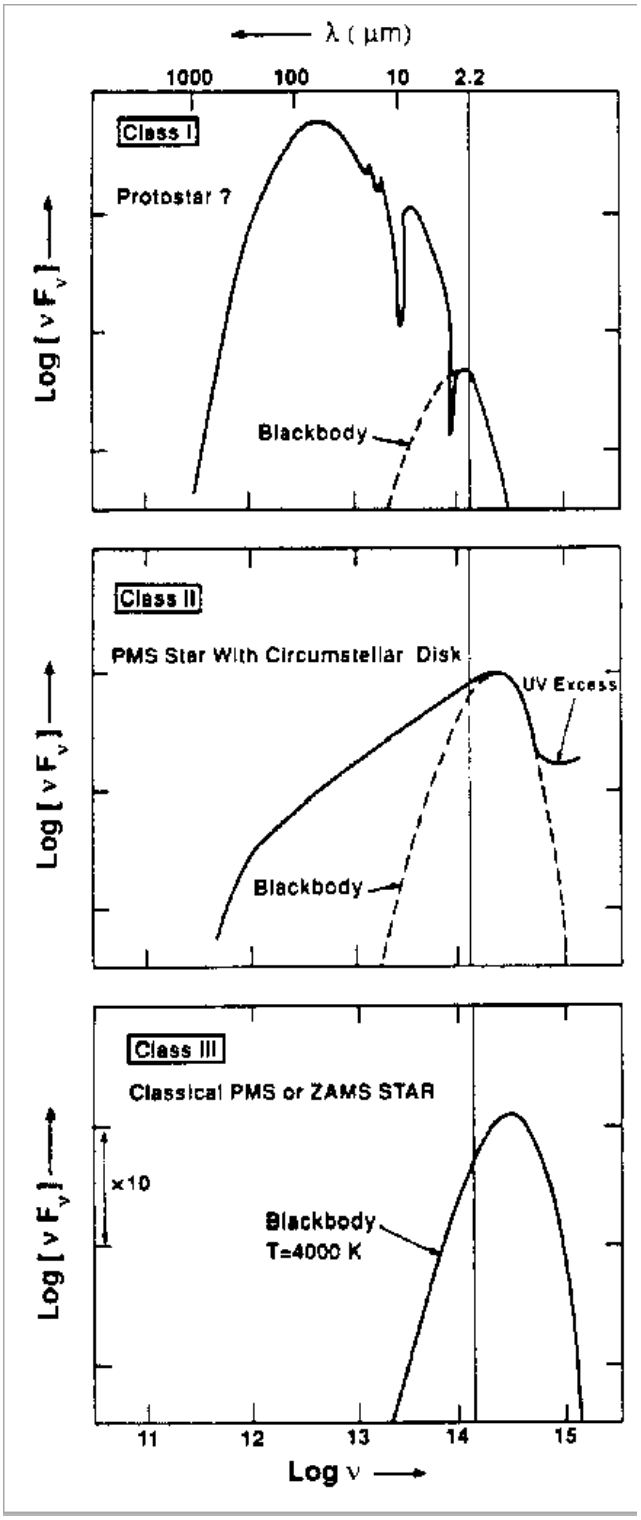

FIG. 1.3 – *Différentes classes d'étoiles jeunes selon Lada (1991).*

chapitre 2) et la classe III celles correspondant à la pente d'un spectre de corps noir. Cette séquence a été proposée comme séquence d'évolution pour les étoiles jeunes de faible masse. Ainsi une étoile en formation (proto-étoile) encore profondément enfouie dans son nuage géniteur exhiberait une émission de type classe I, car le maximum de sa distribution spectrale d'énergie se trouverait dans l'infrarouge lointain. Le manteau de poussière se sédimenterait dans le plan équatorial sous l'effet de la rotation laissant apparaître une distribution spectrale d'énergie typique de la classe II : ce serait une T Tauri classique (CTTS). Finalement après formation de planétoïdes et l'évacuation de la poussière et du gaz circumstellaire soit par accrétion soit par éjection, le système rayonnerait principalement comme une étoile nue de classe III (d'où le nom de *Naked T Tauri Stars* donné parfois aux WTTS). Les différentes formes de distribution spectrale d'énergie sont représentées sur la figure 1.3.

Un des traits typiques des étoiles T Tauri est la présence d'excès ultraviolet et infrarouge corrélés (cf. figure 1.4). L'excès infrarouge est interprété par la présence de poussières dans l'environnement proche de l'étoile. Le flux infrarouge ne peut pas provenir de structures à symétrie sphérique (Myers et al. 1987). En effet l'extinction observée sur la ligne de visée est bien trop faible pour être compatible avec un modèle d'enveloppe sphérique. Par conséquent, la seule façon de réconcilier l'excès infrarouge et la faible valeur de l'extinction est d'envisager la présence d'une enveloppe applatie autour de l'étoile. Le disque circumstellaire émet alors l'excès infrarouge, tandis que la lumière provenant de l'étoile n'est pas trop atténuée si le disque n'est pas vu de profil. Ce disque possède une région de transition près de l'étoile qui est le siège de phénomènes violents, dus à l'accrétion des particules provenant du disque et ¡¡ tombant ¿¿ sur l'étoile. Cette région est communément appelée couche limite et est à l'origine de l'excès ultraviolet. Plus de détails seront donnés dans le chapitre consacré aux modèles de structure radiale des disques de T Tauri.

Les étoiles T Tauri font partie de la vaste catégorie des variables photométriques. C'est même un des premiers critères de Joy (1945) pour définir cette population. Il faut noter que cette variabilité de la luminosité est surtout valable pour la partie optique du spectre et non pour les plus grandes longueurs d'ondes. Ceci peut être expliqué par la présence de taches photosphériques à la surface de l'étoile. Leur température est en effet plus ou moins élevée par rapport à la température effective. Il est intéressant de comparer l'activité des T Tauri à celle du soleil, même si celle des T Tauri est beaucoup plus élevée (Bouvier & Bertout 1989). Cette variabilité est cependant distincte de celle due à l'éruption de type FU Orionis, bien plus importante, et surtout qui correspond à des échelles de temps plus longues.

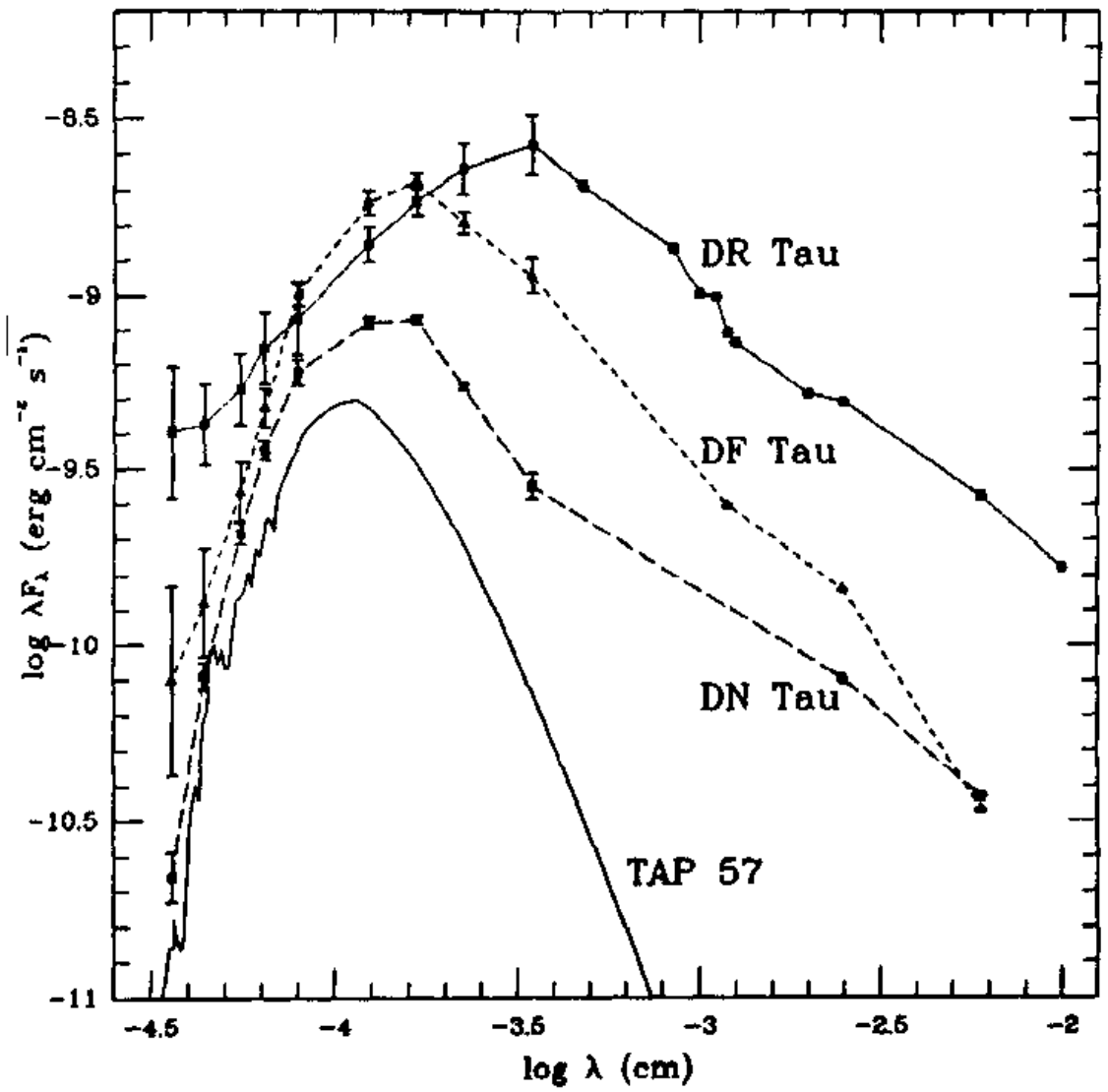

FIG. 1.4 – *Distribution spectrales d'énergie des étoiles présentées dans la figure 1.2. On remarquera la corrélation entre l'excès UV et l'excès IR (d'après Bertout 1989).*

1.3 Contribution à l'étude des étoiles jeunes de faible masse

1.3.1 Théorie et modèles de disques circumstellaires

Comme il a été montré précédemment, les principales propriétés des étoiles T Tauri semblent ne pouvoir être comprises que dans le cadre de l'étude simultanée de

l'étoile et de son environnement proche. Cet environnement est, semble-t-il, constitué d'une enveloppe de poussière applatie formant un disque circumstellaire, d'une enveloppe de gaz, voire d'un ou plusieurs jets de matière souvent bipolaires. Sont inclues aussi dans une moindre mesure les zones de transition, notamment la couche limite du disque, les vents stellaires, etc...

Dans cette vue schématique de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes de faible masse, je me suis intéressé plus particulièrement à la structure verticale du disque pour mieux comprendre sa morphologie, sa distribution spectrale d'énergie, mais aussi les processus physiques qui le gouvernent. Pour y parvenir, il m'a semblé nécessaire et important de bien introduire les modèles de structure radiale des disques et les conséquences observationnelles qu'ils apportent. Ce rappel constitue le chapitre 2. Le chapitre 3 est consacré aux modèles de structure verticale des disques, à deux dimensions. L'effet de chauffage externe de l'atmosphère du disque par l'étoile centrale est traité ainsi que celui provenant de la dissipation d'énergie par la viscosité.

1.3.2 Observations à haute résolution

L'importance de l'environnement circumstellaire dans l'origine du rayonnement des objets stellaires jeunes m'ont amené à développer des techniques d'observation qui permettent de mettre en évidence de façon directe la présence de disques et autres phénomènes autour du cœur stellaire. L'objet du chapitre 4 est de recenser les différents types d'émission provenant de l'environnement circumstellaire, ainsi que les différentes méthodes d'observation à haute résolution angulaire. Cela permet de prévoir avec quel instrument il est possible de détecter telle ou telle partie de l'environnement des étoiles jeunes, et quelle catégorie d'étoiles jeunes (T Tauri, Ae/Be de Herbig, FU Ori,...).

Dans la panoplie des techniques d'observation qui sont nécessaires à la détection de matière circumstellaire, la coronographie à haute résolution spatiale a une place privilégiée. Cependant à cause de contraintes instrumentales, il n'a pas été possible d'observer des étoiles jeunes par ce procédé récent. Le chapitre 5 est dédié à la conception, la réalisation et la mise en œuvre du premier coronographe stellaire ayant une résolution inférieure à la seconde d'arc. Dans ce chapitre j'aborde des considérations théoriques, puis des simulations numériques pour finir par la description du prototype qui a été construit à l'Observatoire de Paris et des observations qui ont été menées.

Le chapitre 6 est plus particulièrement consacré à la detection, grâce à l'optique adaptative, d'une structure en forme de disque autour de l'étoile Z de la constellation Canis Majoris. Dans ce chapitre sont abordées les observations ainsi que l'interprétation des données en passant par les méthodes de dépouillement des images limitées par la diffraction.

1.4 Références bibliographiques

Ambartsumian, J.A. 1947, in *Stellar evolution and Astrophysics*, (Erevan: Acad. Sci. Armen. SSR)

Appenzeller, I., Mundt, R. 1989, A&AR, 1, 291 — *T Tauri stars*

Basri, G., Batalha, C. 1990, ApJ, 363, 654 — *Hamilton echelle spectra of young stars. I. Optical veiling*

Bertout, C. 1984, Rep. Prog. Phys., 47, 111 — *T Tauri stars: an overview*

Bertout, C. 1989, ARAA, 27, 351 — *T Tauri stars: wild as dust*

Bouvier, J., Bertout, C. 1989, A&A, 211, 99 — *Spots on T Tauri stars*

Catala, C. 1989, in ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed. B. Reipurth (Garching: ESO), 471 — *Herbig Ae and Be stars*

Cohen, M. 1984, Phys. Rep., 116, 173 — *The T Tauri stars*

Cohen, M., Kuhi, L.V. 1979, ApJS, 41, 743 — *Observational studies of pre-main sequence evolution*

Finkenzeller, U., Mundt, R. 1984, A&AS, 55, 109 — *The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity*

Joy, A.H. 1945, ApJ, 102, 168 — *T Tauri variable stars*

Hartmann, L. 1991, in NATO-ASI on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds C.J. Lada & D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 623 — *Episodic phenomena in early stellar evolution*

Hartmann, L., Kenyon, S.J. 1985, ApJ, 299, 462 — *On the nature of FU Orionis objects*

Hartmann, L., Kenyon, S.J. 1987a, ApJ, 312, 243 — *Further evidence for disk accretion in FU Orionis objects*

Hartmann, L., Kenyon, S.J. 1987b, ApJ, 322, 393 — *High spectral resolution infrared observations of V1057 Cygni*

Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S.J., Strom, S.E., Skrutskie, M.F. 1990, ApJ, 354, L25 — *Correlations of optical and infrared excesses in T Tauri stars*

Herbig, G.H. 1960, ApJS, 4, 337 —- *The spectra of Be- and Ae-type stars associated with nebulosity*

Herbig, G.H. 1962, Adv. Astron. Astrophys., 1, 47 — *The properties and problems of T Tauri stars and related objects*

Herbig, G.H. 1966, Vistas in Astronomy, 8, 109 — *On the interpretation of FU Orionis*

Herbig, G.H. 1977, ApJ, 217, 693 — *Eruptive phenomena in early stellar evolution*

Herbig, G.H., Bell, K.R. 1988, Lick Obs. Bull., 1111 — *Third catalog of emission-line stars of the Orion population*

Lada, C.J. 1986, in *Star Forming Regions*, IAU 115, eds M. Peimbert & J. Jugaku (Dordrecht: Reidel) — *Star formation: from OB associations to protostars*

Lada, C.J. 1991, in NATO-ASI on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds C.J. Lada & D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 329 — *The formation of low mass stars: observations*

Lada, C.J., Wilking, B.A. 1984, ApJ, 287, 610 — *The nature of the embedded population in the ρ Ophiuchi dark cloud: mid-infrared observations*

Myers, P.C. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S. Matthews (Tucson: Univ. of Arizona Press), 81 — *Molecular clouds cores*

Myers, P.C., Fuller, G.A., Mathieu, R.D., Beichman, C.A., Benson, P.J. et al. 1987, ApJ 319, 340 — *Near-infrared and Optical Observations of* IRAS *Sources in and near Dense Cores*

Strom, S.E. 1972, PASP, 84, 745 — *Optical and infrared observations of Young Stellar Objects – an informal review*

Walter, F.M., Brown, A., Mathieu, R.D., Myers, P.C., Vrba, F.J. 1988, AJ, 96, 297 — *X-ray sources in regions of star formation. III. Naked T Tauri stars associated with the Taurus-Auriga complex*

Wilking, B.A., Lada, C.J., Young, E.T. 1989, ApJ, 340, 823 — IRAS *observations of the ρ Ophiuchi infrared cluster: spectral energy distributions and luminosity function*

Zappala, R.R. 1972, ApJ, 172, 57 — *Lithium abondances of stars in open clusters*

Chapitre 2

Structure radiale des disques circumstellaires

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel d'un nuage ou d'une partie d'un nuage moléculaire. Si initialement le nuage ne possède pas de moment cinétique, la proto-étoile conservera pendant toute la durée de la contraction une distribution de matière à symétrie sphérique. En revanche s'il possède un moment cinétique non négligeable, la matière aura tendance à s'étirer perpendiculairement à l'axe de rotation du nuage et à former un ellipsoïde de révolution, plus ou moins aplati suivant la valeur du moment cinétique. Comme la plupart des nuages moléculaires ont un moment cinétique non nul (Field 1978 ; Goldsmith & Arquilla 1985), nombre de proto-étoiles doivent posséder une structure circumstellaire aplatie, voire un disque protoplanétaire.

Certains astronomes (cf. Safronov & Ruzmaikina 1985) interprètent la formation des planètes du système solaire comme la coalescence de grains de poussière à l'intérieur d'un disque protoplanétaire, ce qui expliquerait que leurs orbites se situent toutes, sauf une, dans un même plan, le plan de l'écliptique.

Voilà pourquoi intuitivement, on suspecte les étoiles jeunes de posséder un disque circumstellaire, qui pourrait donner naissance à des planètes. Cependant il existe des preuves plus formelles, quoique encore indirectes, laissant supposer qu'elles sont entourées d'un disque.

La première section de ce chapitre apporte les éléments observationnels qui permettent d'affirmer la présence de disque autour des étoiles jeunes. La seconde partie traite de la structure radiale d'un tel disque. Les sources d'énergie considérées sont le rayonnement émis par l'étoile centrale, intercepté par le disque, thermalisé et re-

rayonné, et l'énergie issue du frottement visqueux de la matière qui s'accrète autour de l'étoile. La troisième section assemble ces deux sources de rayonnement ainsi que celles issues de l'étoile centrale et de la couche limite pour composer le modèle du couple étoile/disque et la distribution spectrale d'énergie émise par le système stellaire en entier. Les conditions physiques régnant dans le disque sont abordées dans la quatrième section, ainsi que le spectre modélisé dans les précédentes sections.

2.1 Existence de disques autour des étoiles jeunes : preuves observationnelles

2.1.1 Imagerie infrarouge

L'imagerie infrarouge est le moyen *a priori* le plus simple pour détecter la présence de disques. En effet les étoiles de faible masse ont une température effective qui se situe aux alentours de 6000 K, alors que les disques ont une température effective qui décroît avec le diamètre d'environ, 3000 K à 50 K. Par conséquent, dans les longueurs d'onde visibles, l'étoile domine le rayonnement électromagnétique, alors que dans les longueurs d'onde infrarouges, c'est l'environnement circumstellaire qui domine le spectre.

Ainsi les observations dans le proche infrarouge de HL Tau par Grasdalen et al. (1984) et par Beckwith et al. (1984), ont montré une structure allongée ayant une taille d'environ 300 UA. Plus récemment Monin et al. (1989) ont déduit de leurs images que HL Tau possédait un disque évasé incliné de 20 à 30° par rapport à la ligne de visée et dont l'angle de position de son axe sur le ciel était de $\approx 50°$. Beckwith et al. (1989) ont aussi trouvé que le halo de HL Tau était plus étendu dans la direction d'angle 45°. Mundt et al. (1990) ont déduit une inclinaison similaire (30°) en observant la vitesse radiale du jet associés à HL Tau.

Z CMa est une autre étoile autour de laquelle on a découvert une structure allongée en forme de disque. Ce cas particulier fait l'objet d'un chapitre (le chapitre 6) et le lecteur y est renvoyé pour de plus amples informations.

2.1.2 Profil des raies interdites

Les spectrogrammes d'étoiles T Tauri à haut rapport signal sur bruit, permettent de détecter des raies interdites en émission : par exemple [OI], [OII], [SII]et [NII].

Ces raies présentent des profils larges et décalés vers le bleu d'environ $\approx 160 km/s$ (Jankovics et al., 1983 ; Appenzeller et al. 1984 ; Edwards et al. 1987).

Ce décalage vers le bleu est la signature de la présence d'un disque. De nombreuses étoiles jeunes possèdent des flots moléculaires qui s'échappent de part et d'autre des pôles (Bally & Lane 1991). Les flots qui se dirigent vers nous présentent un décalage des raies vers le bleu dû à l'effet Doppler, alors que ceux qui s'éloignent présentent un décalage vers le rouge. Par conséquent, si l'axe polaire n'est pas perpendiculaire à la ligne de visée, l'étoile présente deux lobes, l'un bleu, l'autre rouge. Un disque optiquement épais se trouvant dans le plan équatorial de l'étoile aura donc pour effet de cacher la composante rouge qui s'éloigne de nous.

2.1.3 Polarisation

Les étoiles jeunes ne possèdent pas une polarisation très importante. 5% seulement ont une polarisation linéaire $P > 4\%$, 1/5 ont P compris entre 2% et 4%. La plupart ont une polarisation variant de 0.3% à 2%. La polarisation résulte de la diffusion par la poussière environnante. Plusieurs modèles ont été mis en oeuvre pour expliquer les cartes de polarisation (cf. figure 2.1). Le modèle de diffusion multiple dans un disque optiquement épais semble expliquer le mieux les données polarimétriques (Bastien & Ménard 1988, 1990).

2.1.4 Les excès infrarouge et ultraviolet

Les distributions spectrales d'énergie des étoiles de type T Tauri, ne ressemblent pas à celles des étoiles plus âgées qui se trouvent sur la séquence principale, comme le soleil. En effet ces dernières émettent un rayonnement dont le continuum est proche de celui émis par un corps noir, tandis que dans le cas des étoiles T Tauri, il apparaît que la distribution d'énergie λF_λ est nettement plus forte dans l'ultraviolet et l'infrarouge (cf. figure 2.2).

Les observations IRAS de sources situées près des parties centrales denses des nuages moléculaires, traitées par Myers et al. (1987), ont montré que la quantité de poussière répartie dans une enveloppe sphérique, nécessaire pour interpréter le spectre infrarouge de telles sources, était incompatible avec les faibles valeurs de l'extinction optique sur la ligne de visée. Les poussières sont donc plutôt réparties dans une structure aplatie autour de l'étoile.

Par ailleurs, Adams & Shu (1986) ont montré que les disques de poussières de masse supérieure à 10^{-3} $M_\odot$ sont optiquement épais. Par conséquent, ils ont calculé

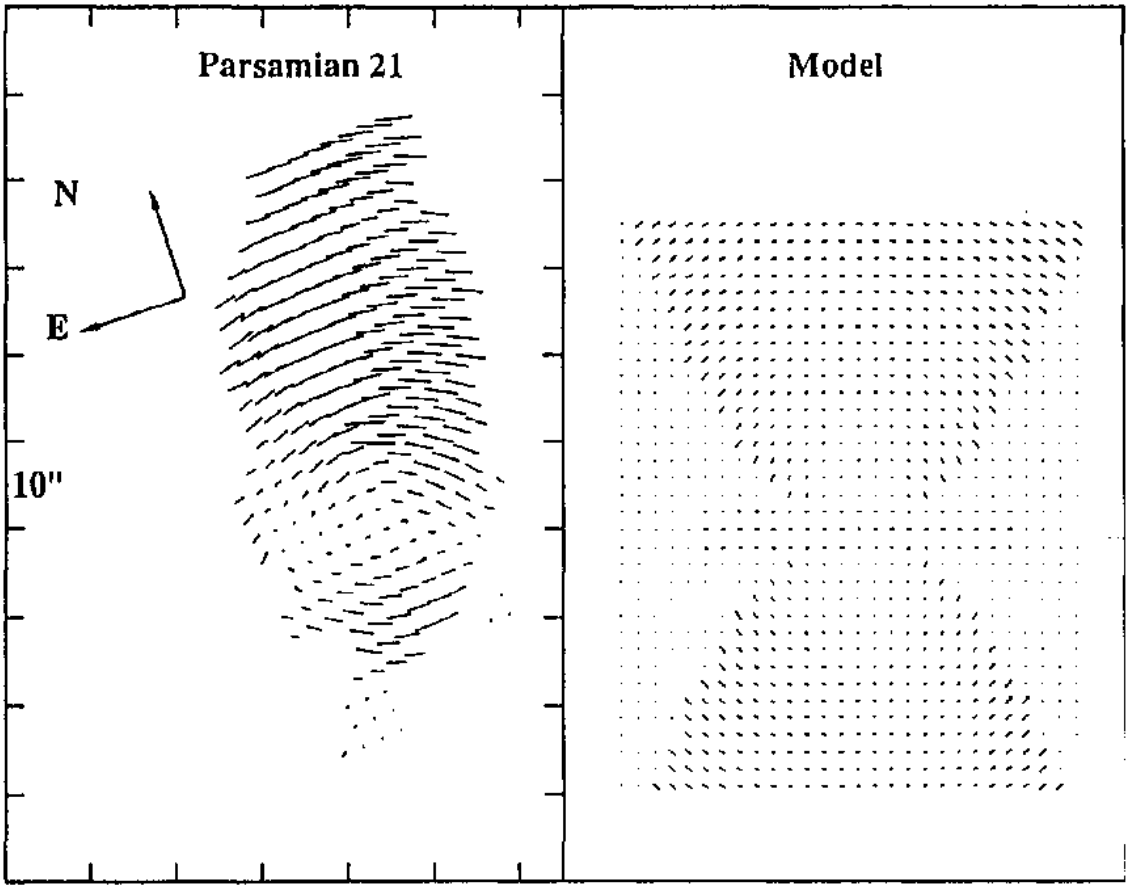

FIG. 2.1 – *Carte de polarisation : observation et modèle (Bastien & Ménard 1990).*

le spectre continu émis par un disque passif, qui émet dans l'infrarouge les photons (principalement ultraviolet et visible) provenant de l'étoile. La distribution de température dans le disque suit une loi en $r^{-3/4}$ loin de l'étoile centrale, qui permet de retrouver la pente en $\lambda^{-4/3}$ de la distribution λF_λ dans l'infrarouge pour de nombreuses étoiles T Tauri. Bien que l'étoile soit la seule source d'énergie le flux observé peut être 50% plus important que celui provenant de la photosphère, car les photons qui n'atteignent pas l'observateur en l'absence de disque, peuvent être réémis vers celui-ci par le disque. Ce modèle ne rend pas compte des excès de flux dans l'ultraviolet, ni des flux infrarouges qui, pour certaines étoiles T Tauri, peuvent dépasser la limite théorique des 50 %. De plus, les excès infrarouge et ultraviolet sont souvent corrélés, indiquant une origine commune. Comme l'accrétion est indispensable pour transporter le moment cinétique vers l'extérieur, les nouveaux modèles prennent en compte l'accrétion suivant les suggestions de Lynden-Bell et Pringle (1974). On peut ainsi rendre compte de l'excès infrarouge (la loi de température est

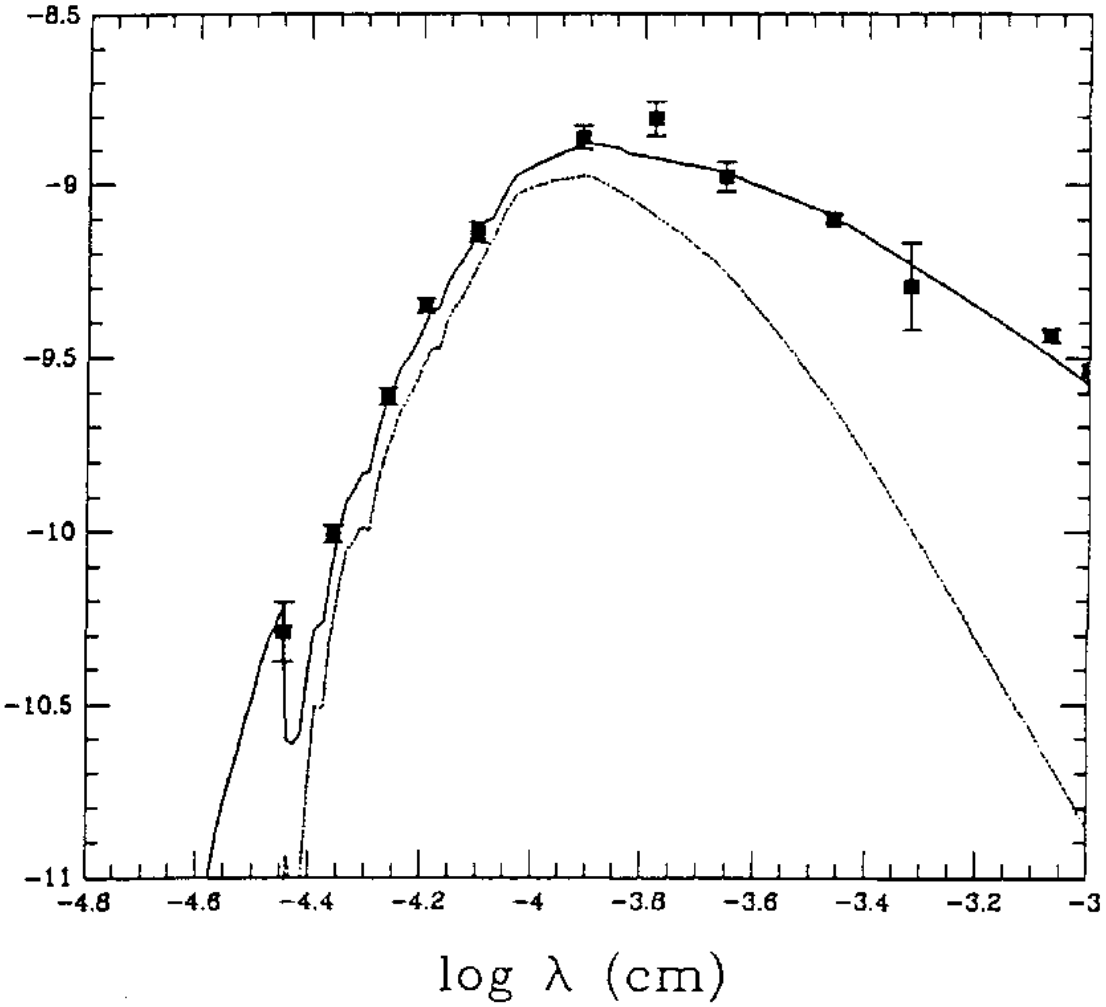

FIG. 2.2 – *Distribution spectrale d'une étoile jeune (Basri & Bertout 1989). Les pointillés représentent une étoile standard, et la ligne solide un modèle de disque d'accrétion.*

aussi en $r^{-3/4}$) avec des luminosités aussi grandes que possible, ne dépendant que du taux d'accrétion. L'excès ultraviolet est formé dans la zone d'interaction entre le disque et l'étoile (cf. Bertout et al. 1988 ; Basri & Bertout 1989). Pourtant ce modèle ne parvient pas à expliquer les distributions spectrales d'énergie pratiquement plate dans l'infrarouge de certaines étoiles jeunes.

2.1.5 Le cas des étoiles FU Orionis

Les étoiles FU Orionis, décrites dans le chapitre 1, sont des étoiles T Tauri ayant une augmentation de luminosité de plus de 5 magnitudes en quelques mois,

c'est-à-dire un facteur multiplicatif supérieur à 100. Une des explications est fournie par Hartmann & Kenyon (1985), Lin & Papaloizou (1985) et Kenyon & Hartmann (1987), qui considère qu'une instabilité dans le disque d'accrétion est responsable de l'éruption. Le taux d'accrétion peut augmenter d'un facteur 100 et rendre le disque circumstellaire beaucoup plus lumineux que l'étoile. Herbig (1989) avance à l'inverse une explication purement stellaire, cependant moins convaincante. On ne saurait affirmer que l'éruption de type FU Orionis est une preuve de l'existence des disques d'accrétion, mais plutôt une indication probable.

2.1.6 Conclusion

Cette section a présenté les preuves, obtenues par l'observation, de l'existence de disques autour de certaines étoiles jeunes. Nous avons pu constater que pour comprendre les observations, la présence d'une structure aplatie relativement froide et contenant des poussières était nécessaire. Les parties suivantes présentent en détail le modèle de structure radiale des disques minces passifs et d'accrétion, ses résultats et ses limites.

2.2 Modèle de structure radiale des disques

Le disque, dans ce modèle, est considérés comme infiniment fin. Le flux est calculé à partir de la somme des flux émis par l'ensemble des anneaux de rayons r et de largeur dr. Le flux trouve son origine dans deux phénomènes :

- le flux provenant du rayonnement de l'étoile et réémis par le disque F_A,
- le flux provenant de la dissipation d'énergie due à la viscosité du disque F_V.

2.2.1 Réémission de la lumière stellaire par le disque

Friedjung (1985) et Adams & Shu (1986) ont considérés le cas d'un disque recevant les photons provenant de l'étoile, les thermalisant et réémettant l'énergie comme un corps noir. De la même façon, le disque émet de l'énergie que l'étoile absorbe. C'est le phénomène de réémission (en anglais *reprocessing*). On peut ainsi augmenter le flux reçu par l'observateur de facon considérable. En effet le flux n'est pas émis de façon isotrope et par exemple vu de face, le système étoile-disque est plus brillant. Cependant comme l'énergie est conservée, la luminosité totale est inchangée. Le surplus de photons est compensé par les effets d'ombrage. Le disque intercepte certains

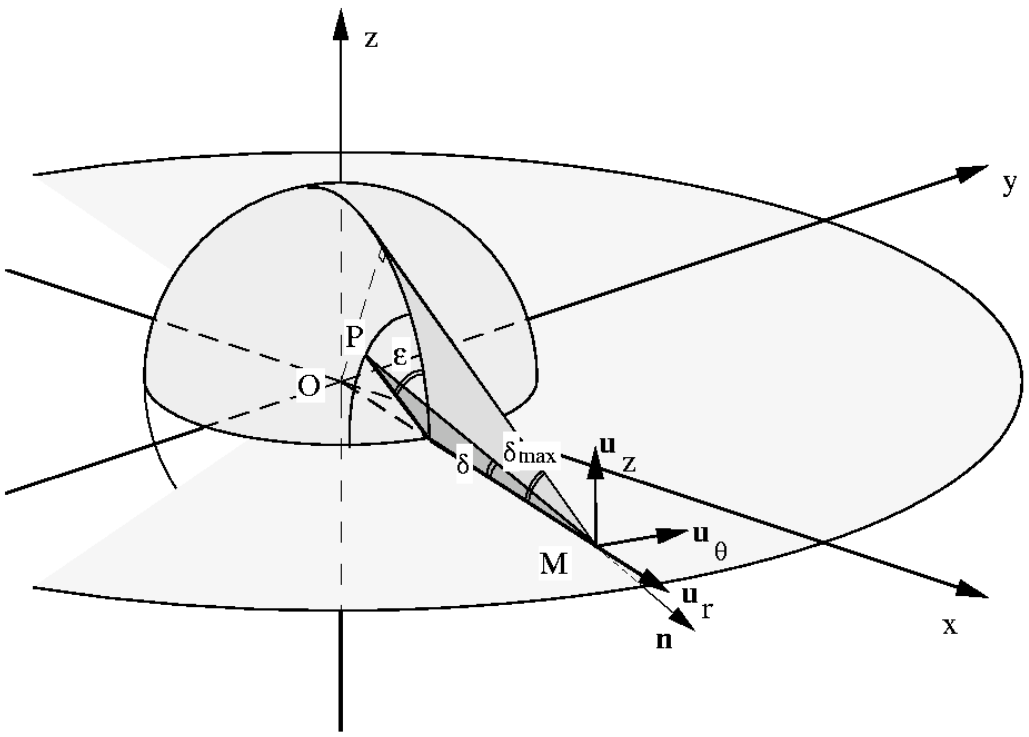

FIG. 2.3 – *Schéma représentant les notations utilisées pour le calcul du* reprocessing.

rayons qui ne peuvent plus atteindre la direction qu'ils empruntaient en l'absence du disque.

Pour calculer le flux reçu par un anneau du disque de rayon r et de largeur dr, il est nécessaire de calculer l'énergie reçue par unité de surface selon la verticale et l'intégrer sur l'angle solide sous lequel on voit l'étoile. Je propose de refaire le calcul, car il y a souvent une différence d'un facteur $\pi/2$ dans la littérature entre les divers auteurs.

La figure 2.3 permet de visualiser les différentes notations :

- M est le point du disque recevant le flux,
- P est le point de l'étoile émettant le rayonnement,
- r est la distance radiale du point M à l'axe Nord-Sud de l'étoile,
- R_* est le rayon de l'étoile,
- δ est l'angle de latitude issu de M entre la droite joignant M à P et celle joignant M au centre de l'étoile,
- ε est l'angle d'azimut autour de l'axe reliant M au centre de l'étoile. Quant P est dans le plan méridien de l'étoile contenant M, ε vaut 0, et quand P est

dans le plan du disque, ε vaut $\pi/2$ ou $-\pi/2$ suivant qu'il se trouve en avant ou en arrière du plan méridien contenant M.

– $\delta_{\max}$ est le rayon angulaire sous lequel on voit l'étoile depuis M. La droite qui joint M à P dans ce cas précis est tangente à la sphère stellaire et donc orthogonale au rayon stellaire qui passe par P. Par conséquent dans le triangle rectangle MPO, on a $\sin\delta_{\max} = R_*/r$.

On effectue le calcul dans les coordonnées (δ,ε) liées au point M. La surface élémentaire vu par M sur l'étoile est donc un segment de couronne d'angle solide élémentaire, $d\Omega = \sin\delta d\varepsilon d\delta$. Pour calculer le flux, il est intéressant de connaître les coordonnées cartésiennes du vecteur directeur unitaire $\boldsymbol{n}$ de la droite PM. Le repère utilisé est le repère local lié au point M, dans le système de coordonnées cylindriques lié à l'étoile (r,θ,z) : ($\boldsymbol{u}_r$, $\boldsymbol{u}_\theta$, $\boldsymbol{u}_z$). La projection de $\boldsymbol{n}$ sur $\boldsymbol{u}_r$ est égale à $\cos\delta$. La projection sur un plan perpendiculaire à $\boldsymbol{u}_r$ est donc égale à $\sin\delta$, soit projetée sur $\boldsymbol{u}_z$, $\sin\delta\cos\varepsilon$, et sur $\boldsymbol{u}_\theta$, $\sin\delta\sin\varepsilon$. Par conséquent les coordonnées de $\boldsymbol{n}$ sont :

$$\boldsymbol{n} = \left| \begin{array}{l} \cos\delta \\ \sin\varepsilon\sin\delta \\ -\cos\varepsilon\sin\delta \end{array} \right. \tag{2.1}$$

Le flux reçu par unité de surface par un anneau du disque de rayon r, vaut :

$$f_\nu^A = -B_\nu(T_*)\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\cos\varepsilon d\varepsilon\int_0^{\delta_{\max}}\sin^2\delta d\delta \tag{2.2}$$

$$= \pi B_\nu(T_*)W(r), \tag{2.3}$$

$W(r)$ étant le facteur de dilution égal à :

$$W(r) = \frac{1}{\pi}\left[\arcsin\frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{r}\sqrt{1-(\frac{R_*}{r})^2}\right]. \tag{2.4}$$

Le facteur 1/2, donné par Friedjung (1985), Hubeny (1990) et Malbet & Bertout (1991) est obtenu si l'on néglige la dépendance du flux en ε dans l'équation (2.2). D'où le facteur $\pi/2$.

Dans le cas où le rayonnement est entièrement absorbé, le flux total (intégré sur les fréquences) reçu par un rayon du disque est :

$$F_A(r) = \sigma T_*^4 W(r) \tag{2.5}$$

Si l'on calcule la luminosité d'un disque dont le rayon varie entre $r_{\min}$ et $r_{\max}$, on obtient :

$$L_A = L_*\left\{f_A(r_{\max}/R_*) - f_A(r_{\min}/R_*)\right\} \tag{2.6}$$

avec

$$f_A(x) = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{2}{\pi}\left[(2-x^2)\arcsin(\frac{1}{x}) + \sqrt{x^2-1}\right]\right). \tag{2.7}$$

On voit que la luminosité du disque peut atteindre un quart de la luminosité intrinséque de l'étoile, et le flux observé peut atteindre 50% du flux stellaire (disque vu de face). De façon logique la luminosit réelle de l'étoile vaut 3/4 de la luminosité stellaire intrinsèque. Le calcul plus complet contenant les effets de masquage du disque par l'étoile et de l'étoile par le disque est détaillé dans Adams & Shu (1986) et Adams, Lada & Shu (1988).

2.2.2 Flux dissipé par la viscosité

Pour expliquer la perte du moment cinétique initial du nuage géniteur, il est nécessaire de faire intervenir un disque d'accrétion. Les particules qui *tombent* vers l'étoile en spiralant dissipent de l'énergie par le phénomène de viscosité [1]. Lynden-Bell et Pringle (1974) ont montré que, dans le cas d'un disque képlérien le flux émis par unité de surface vaut :

$$F_V(r) = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi r^3}\left[1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}}\right] \tag{2.8}$$

où M_* et R_* sont la masse et le rayon de l'étoile, et, $\dot{M}$ est le taux d'accrétion à travers le disque.

La luminosité totale émise par le disque entre son rayon intérieur, $r_{\min}$ et son rayon extérieur, $r_{\max}$ vaut donc :

$$L_V = L_{\rm acc}\left\{f_V(r_{\max}/R_*) - f_V(r_{\min}/R_*)\right\} \tag{2.9}$$

avec

$$f_V(x) = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{x}\left[3 - \frac{2}{\sqrt{x}}\right]\right). \tag{2.10}$$

et la luminosité délivrée par l'accrétion :

$$L_{\rm acc} = \frac{GM_*\dot{M}}{R_*}. \tag{2.11}$$

La luminosité ne peut donc être supérieure à la moitié de celle de l'accrétion. Cette luminosité ne dépend pas de L_* et peut être largement supérieure à celle de l'étoile.

1. Il est à noter que la viscosité utilisée dans ce mémoire est uniquement d'origine mécanique. Des modèles sont en cours de développement pour expliquer une partie de la perte de moment angulaire par un vent magnéto-hydrodynamique (Pudritz 1985 ; Ferreira & Pelletier 1993).

2.2.3 Structure radiale de la température du disque

On suppose que chaque anneau rayonne comme un corps noir dont la température est donnée par :

$$T_D^4(r) = \left[\frac{F_A(r) + F_V(r)}{\sigma}\right](1 - e^{-\tau_D(r)}) \tag{2.12}$$

Pour connaitre la structure radiale de la densité, il importe de résoudre l'équation d'équilibre hydrostatique. Le modèle ne dépend que de grandeurs radiales, ignorant la structure verticale. On peut donc aisément prendre le cas d'une atmosphère isotherme de température $T_D(r)$. Ainsi l'équation d'équilibre hydrostatique se résoud en :

$$\rho(r,z) = \frac{\rho_D(r)}{\sqrt{\pi}} e^{-z^2/2h_D^2(r)} \tag{2.13}$$

avec l'échelle locale de hauteur du gaz,

$$h_D(r) = \frac{c_s(r)}{(GM_*)^{1/2}} r^{3/2}, \tag{2.14}$$

et la vitesse du son

$$c_s(r) = \sqrt{\frac{kT_D(r)}{\mu m_H}}. \tag{2.15}$$

Par conséquent, la densité moyenne de gaz est :

$$\rho_D(r) = \Sigma_D(r)/2h_D(r) \tag{2.16}$$

avec Σ, la densité surfacique, donné par la théorie de Lynden-Bell & Pringle (1974) pour un taux d'accrétion constant :

$$\Sigma_D(r) = \frac{\dot{M}}{3\pi\nu}\left[1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}}\right]. \tag{2.17}$$

où ν est la viscosité du gaz, que l'on prend égale à la célèbre prescription de Shakura & Sunyaev (1973), qui introduit le paramètre α,

$$\nu = \frac{2}{3}\alpha c_s(r) h_D(r). \tag{2.18}$$

La profondeur optique $\tau_D(r)$ est calculée en fonction de la densité, de la hauteur géométrique du disque et de l'opacité $\kappa(\rho,T)$ qui dépend à la fois de la température et de la densité. Comme dans le cas optiquement mince, la température dépend aussi de $\tau_D(r)$, il est donc nécessaire de calculer ces différentes quantités par un processus

itératif à partir de la température de l'anneau optiquement épais. Le schéma adopté est le suivant :

1. la valeur de la température T_1 est prise égale à T_0, la valeur de la température dans le cas d'un anneau optiquement épais (initialisation)
2. la valeur de la température T est prise égale à T_1
3. le poids moléculaire moyen du gaz, μ est calculé
4. grâce à la valeur de la température T et du poids moléculaire moyen, μ, l'échelle locale de hauteur du gaz, h, est calculée, ainsi que la vitesse du son c_s,
5. la viscosité est alors obtenue, en utilisant la prescription α introduite par Shakura et Sunyaev (1973) : $\nu = 2/3\alpha h c_s$,
6. la densité est calculée en supposant le taux d'accrétion $\dot{M}$ constant, par la formule (2.16)
7. la profondeur optique est alors calculée d'après les valeurs de la densité ρ et de la température T,
8. finalement on calcule la nouvelle température T_1, de manière à ce que le flux émis reste égal à la somme des énergies produites dans le disque. On a donc pour le disque :
$$\sigma T_1^4 (1 - e^{-\tau}) = \sigma T_0^4 \tag{2.19}$$
9. on itère à partir de la seconde étape, jusqu'à ce que T et T_1 soient suffisament proches.

On obtient ainsi $T_D(r)$ et $\tau_D(r)$ vérifiant l'équation (2.12).

2.3 Système étoile/disque

Le flux typique d'une étoile T Tauri est interprété comme la somme de 3 facteurs : le flux photosphérique de l'étoile centrale, le flux émis par un disque infiniment fin et le flux provenant de la zone située entre le disque et l'étoile, que l'on nomme *couche limite*. Le modèle que je vais décrire est celui utilisé par Basri, Bertout et Bouvier (Bertout et al. 1988 ; Basri & Bertout 1989 ; Bouvier & Bertout 1992). Le flux émis à la longueur d'onde λ par l'étoile et son environnement dans ce modèle s'écrit :

$$F_\lambda = F_\lambda^* + F_\lambda^D + F_\lambda^{CL} \tag{2.20}$$

Le flux ainsi obtenu est pondéré par la loi d'extinction donnée par Savage et Mathis (1979), avec un coefficient A_V tiré de l'observation, pour tenir compte de l'extinction sur la ligne de visée due aux poussières interstellaires.

2.3.1 Flux émis par l'étoile centrale

L'hypothèse la plus simple est de supposer que l'étoile émet comme un corps noir dont la température est la température effective de la photosphère. Cependant cette hypothèse n'est pas satisfaisante, car l'émission chromosphérique ultraviolette contribue de façon non négligeable au flux de l'étoile. Par conséquent il est préférable d'utiliser le spectre d'une étoile standard de même température effective. Si I_λ est l'intensité monochromatique correctement normalisée de l'étoile centrale, sa contribution au flux total doit être aussi pondérée par l'angle solide sous lequel la surface de l'étoile est vue. Si i correspond à l'inclinaison du disque, R_* au rayon de l'étoile et d à la distance de l'étoile, alors

$$F_\lambda^* = \frac{\pi}{2}(1+\cos i)\left(\frac{R_*}{d}\right)^2 I_\lambda \tag{2.21}$$

2.3.2 Flux émis par le disque

Le flux est calculé à partir de la somme des flux émis par l'ensemble des anneaux de rayons r et de largeur dr.

Si le disque n'est pas vu exactement de face, l'étoile en cache une partie. La fraction d'anneau vu par l'observateur est donnée par Tylenda (1977) :

$$\zeta(r) = \frac{1}{2} + \frac{\gamma_0(r/R_*)}{\pi} \tag{2.22}$$

avec $\gamma_0(x) = \pi/2$ pour $x > 1/\cos i$ et $\gamma_0(x)$ donné par l'égalité

$$\sin i \sin \gamma_0(x) = (1 - 1/x^2)^{1/2} \tag{2.23}$$

pour $1 < x < 1/\cos i$. Par conséquent le flux monochromatique émis par le disque se calcule grâce à la formule :

$$F_\lambda^D = \left(\frac{2hc^2}{\lambda^5}\right)\int_{R_{\min}}^{R_{\max}} \zeta(r)\frac{1-\exp(-\tau_D(r))}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_D(r)}\right)-1}\,\frac{2\pi r dr}{d^2} \tag{2.24}$$

$R_{\min}$ étant le rayon intérieur du disque et $R_{\max}$ le rayon extérieur.

2.3.3 Flux émis par la couche limite

Dans la formule (2.8), on s'aperçoit qu'il y a une inconsistance pour $r = R_*$. En effet le flux serait nul à cet endroit, ainsi que la densité et la température. En fait cette formule n'est pas valable, car le disque ne peut plus être en rotation

képlérienne. La rotation de l'étoile est en effet à peu près 100 fois plus faible que la valeur de la rotation képlérienne à la surface de l'étoile. C'est pourquoi Lynden-Bell & Pringle (1974) ont émis l'idée d'une zone de transition entre le disque et l'étoile, appelée couche limite, où la vitesse de rotation des particules n'est plus képlérienne, mais va en se ralentissant près de l'étoile. Lynden-Bell et Pringle ont pris comme couche limite toute la zone comprise entre R_* et le rayon où la dissipation due à la viscosité arrivait à son maximum, soit à $r = 49/36R_* \approx 1.36R_*$. La moitié de la luminosité due à l'accrétion $L_{\rm acc}$ est émise par le disque. La seconde moitié est donc émise par la *couche limite* qui fait la liaison entre le disque et l'étoile, par la perte de l'énergie cinétique des particules tombant sur l'étoile.

Comme les trajectoires des particules ne sont pas képlériennes dans la couche limite, on ne sait pas grand chose de la dynamique à l'intérieur. Différentes tentatives ont été menées pour mieux comprendre cette physique. Je citerai par exemple la tentative de Regev (1983) qui utilise la méthode des équations assymptotiques pour connaître la structure radiale de cette couche limite. Je suivrai pour ma part le formalisme de Bertout et al. (1988), qui posent comme paramètre δ la largeur de la couche limite, lui faisant émettre la moitié de l'énergie provenant de l'accrétion, qui correspond au maximum d'énergie que cette couche limite peut émettre (Lynden-Bell & Pringle 1974). On peut aussi prendre cette largeur δ égale à la hauteur locale du gaz et résoudre itérativemement l'équation :

$$\delta = h(R_* + \delta) \tag{2.25}$$

Pour calculer les grandeurs physiques de la couche limite, une bonne approximation, si elle est optiquement épaisse, est de considérer qu'elle se comporte comme un corps noir de température T_{CL} :

$$T_{CL}^4 = \left[\frac{1}{\sigma}\,\frac{L_{\rm acc}/2}{4\pi R_* \delta}\right] \tag{2.26}$$

En fait, comme cela a été décrit plus haut, la matière est opaque de profondeur optique τ_λ^{CL} et de ¡¡ vraie ¿¿ température T_{CL}. On procède donc de la même manière que pour chaque anneau du disque. De plus comme pour les anneaux du disque, l'étoile peut cacher une partie de la couche limite. Par conséquent le flux émis par la couche limite s'écrit :

$$F_\lambda^{CL} = \frac{2\pi R_* \delta}{d^2}\zeta(R_* + \delta/2)\cos i \int_0^\infty \pi B_\lambda(T_{CL})(1 - e^{-\tau_\lambda^{CL}})d\lambda \tag{2.27}$$

.

TAB. 2.1 – *Opacités grises (Lin et Papaloizou 1985).*

région	température	Opacités (cm^2 g^{-1})
1.dominée par la glace	10K< T <170K	$\kappa = 2\ 10^{-4}\ T^2$
2.de destruction de la glace	170K< T <210K	$\kappa = 2\ 10^{16}\ T^{-7}$
3.dominée par les poussières	210K< T <T_{34}	$\kappa = 5\ 10^{-3}\ T$
4.de sublimation des poussières	T_{34}< T <3000K	$\kappa = 2\ 10^{34}\ \rho^{2/3}T^{-9}$
5.dominée par les molécules	3000K< T <T_{56}	$\kappa = 2\ 10^{-8}\ \rho^{2/3}T^{3}$
6.dominée par l'ion H^-	T_{56}< T <T_{67}	$\kappa = 1\ 10^{-36}\ \rho^{1/3}T^{10}$
7.dominée par la loi de Kramer	T_{67}< T <30000K	$\kappa = 1.5\ 10^{20}\ \rho T^{-5/2}$

$T_{34} = 4600$ K $\rho^{1/15}$
$T_{56} = 11000$ K $\rho^{1/21}$
$T_{67} = 30000$ K $\rho^{4/75}$

2.3.4 Les opacités

Le disque et la couche limite se comportent de la même manière vis à vis des opacités. Leur traitement séparé s'impose si l'importance de la couche limite veut être soulignée dans les mécanismes d'émission dans l'ultraviolet. Le disque sera alors traité avec une opacité grise κ donnée par Lin et Papaloizou (1985), reportées dans la table 2.1, alors que la couche limite utilisera un programme standard de calcul d'opacité monochromatique κ_λ pour un gaz en équilibre thermodynamique local.

2.4 Les résultats

Pour une description détaillée des résultats, il faut se référer à Bertout et al. (1988). Je ne donnerai ici que les grandes lignes qui permettront, par la suite, de comparer les modèles plus élaborés à celui-ci. La table 2.2 donne les valeurs caractéristiques des paramètres des étoiles T Tauri.

2.4.1 Les conditions physiques

La figure 2.4 donne les propriétés extraites du modèle pour les valeurs des paramètres indiqués dans la table 2.2.

La partie (a), qui représente la distribution spectrale d'énergie du système ¡¡ étoile + disque + couche limite ¿¿, montre qu'un tel système possède un excès ultraviolet et un excès infrarouge dus à la présence du disque. La partie (b) permet de vérifier

TAB. 2.2 – *Valeurs typiques des paramètres du modèle dans le cas des étoiles T Tauri.*

Paramètres	
Rayon de l'étoile, R_*	3 $R_\odot$
Température effective, T_{eff}	4000 K
Rayon extérieur du disque, R_D	$10^3 R_*$
Taux d'accrétion, $\dot{M}$	1–4 $10^{-7} M_\odot an^{-1}$
α (paramètre de la viscosité)	0.1
Largeur de la couche limite, δ	0.1 R_*
Inclinaison du disque, i	45°
Extinction optique, A_V	1.0 mag

La masse des étoiles T Tauri est de l'ordre de $1M_\odot$

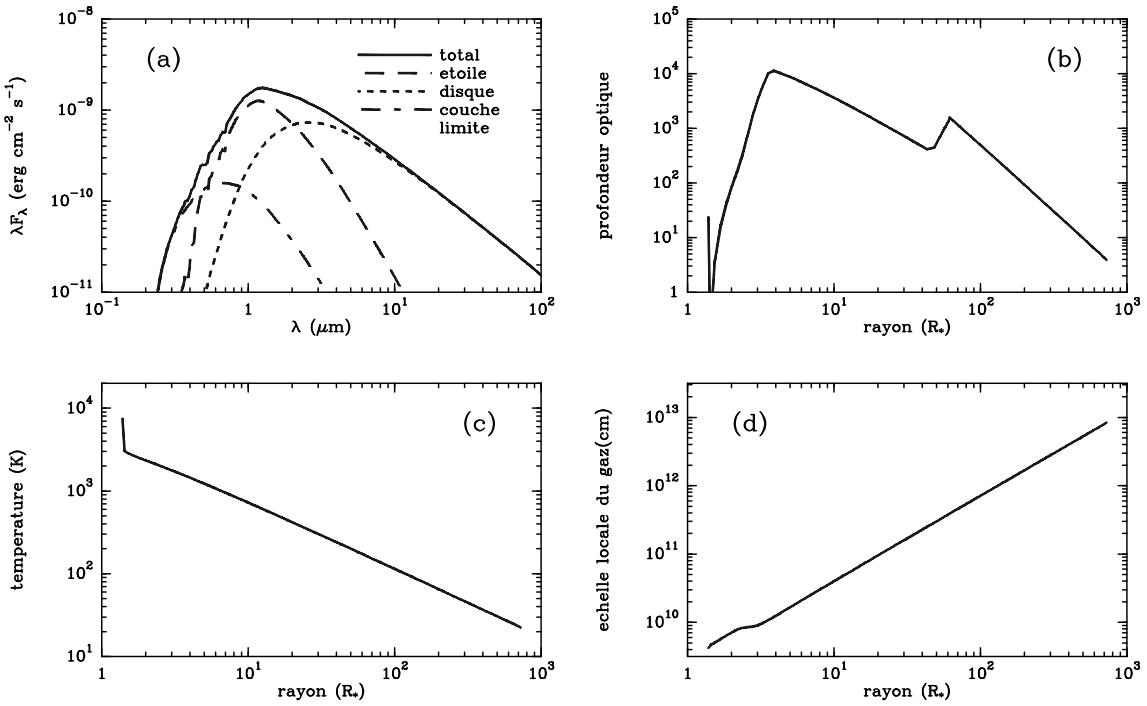

FIG. 2.4 – *Propriétés d'un disque de T Tauri typique. (a) Le spectre émis par l'étoile et son environnement. (b) la profondeur optique, (c) la température et (d) l'échelle locale de hauteur du gaz à travers le disque.*

que le disque est pratiquement partout optiquement épais. La température (partie (c)) suit une loi de puissance en $r^{-3/4}$, qui est trouvée à partir du développement asymptotique des équations (2.5) et (2.8) loin de l'étoile. Par conséquent, l'échelle de hauteur du gaz h suit une loi en $r^{9/8}$, dans la partie (d) de la figure.

Le modèle présente 8 paramètres, qui doivent être déterminés pour chaque observation : la température effective T_{rmeff} (ou le type spectral), le rayon stellaire R_*, l'extinction interstellaire A_V sur la ligne de visée, le paramètre α de la viscosité, la largeur de la couche limite δ et les paramètres se rapportant aux disques, c'est-à-dire le taux d'accrétion $\dot{M}$, la taille R_D et l'inclinaison i du disque.

Les paramètres α et δ ont les mêmes effets sur le saut de Balmer, dans l'ultraviolet ; par conséquent le meilleur moyen de trouver une courbe semblable et de fixer α à 1 et de faire varier δ entre 0.005 et 0.1 R_* (Basri & Bertout 1989). La partie (a) de la figure 2.4, montre que la composante photosphérique domine le spectre dans le domaine optique, si bien que le type spectral de la plupart des étoiles T Tauri peut être déterminé de façon précise[2]. Il est donc possible de calculer facilement le rayon stellaire R_* et l'extinction sur la ligne de visée A_V en supposant que la photosphère de l'étoile contribue presque totalement à la luminosité visible. La diminution du rayon du disque R_D a pour effet de couper la ¡¡ queue ¿¿ du spectre dans l'infrarouge lointain à plus petite longueur d'onde. Pour les grandes valeurs de R_D, la variation de ce paramètre a peu d'influence sur la courbe. Ainsi la valeur $10^3 R_*$ permet-elle d'avoir une pente constante d'indice spectral $-4/3$, dans le domaine entier de l'infrarouge lointain. Seules des observations submillimétriques peuvent permettre de déterminer la valeur de ce paramètre (cf. Beckwith et al. 1990). Il reste donc 2 paramètres ajustables i et $\dot{M}$.

Un accroissement de l'angle d'inclinaison diminue le flux total sans modifier la forme générale du spectre, tandis qu'une augmentation du taux d'accrétion renforce à la fois l'excès infrarouge et l'excès ultraviolet sans modifier la contribution photosphérique, ni la pente du spectre dans l'infrarouge. On agit alors sur ces 2 paramètres, pour approcher au plus près la courbe du modèle à la courbe observée.

2. Cependant dans certains cas la couche limite peut combler certaines raies d'absorption, provoquant un voilage (en anglais *veiling*) du spectre. Hartigan et al. (1990) ont montré que le *veiling* était corrélé à l'excès infrarouge.

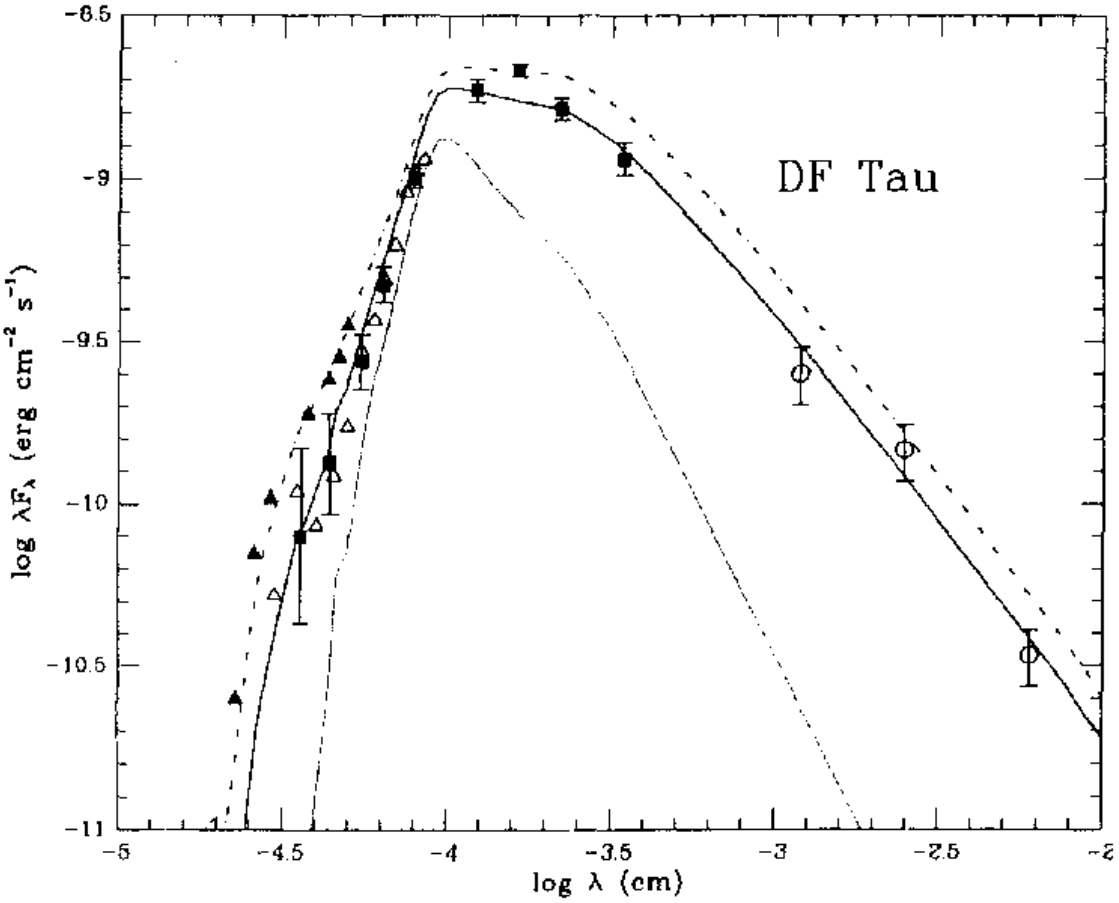

FIG. 2.5 – *Observations et modèles pour l'étoile DF Tau. Les symboles indiquent les mesures photométriques, tandis que la courbe en trait plein est représentative du modèle. La courbe en trait pointillé est le spectre d'une étoile standard de même type spectral.*

2.4.2 Comparaison avec les observations

Ce modèle s'avère très intéressant, car il fait appel à peu de processus physiques, tout en expliquant bien la forme des distributions d'énergie. Les exemples que je vais prendre sont tirés de l'article de Bertout et al. (1988).

La figure 2.5 montre les spectres photométriques observés et les distributions spectrales calculées par le modèle, avec la procédure donnée ci-dessus, pour l'étoile DF Tau. La courbe en pointillé donne la forme du spectre d'une étoile standard de même type spectral. Le modèle explique donc parfaitement l'origine de l'excès infrarouge et ultraviolet.

Cependant le flux infrarouge lointain prédit par le modèle, est très souvent plus

faible que celui mesuré. En effet, dans la figure 2.6, non seulement sont sous-estimés les flux infrarouges lointains mais aussi les flux du proche infrarouge. Dans le cas de RY Tau et de T Tau, la pente du spectre observé dans l'infrarouge est même beaucoup plus plate.

2.4.3 Critique du modèle

Il faut noter que le modèle présenté ici est très simple et donc très approximatif. Je rappelle que le disque est considéré infiniment fin, constitué d'anneaux où la température est considérée constante. Le chapitre suivant va tenter d'outrepasser cette limitation. Il convient de noter que l'extraction du moment angulaire se fait par des processus mécaniques et ne faisant pas intervenir le champ magnétique (cf. la note du paragraphe 2.2.2).

2.5 Conclusion

Bertout & Bouvier (1989, 1992), ont essayé de trouver une méthode automatique et exhaustive pour la recherche de paramètres. Ils ont montré en explorant l'espace des paramètres par la méthode du χ^2, que les paramètres étaient assez bien déterminés. Pour α et δ, ils ont trouvés un pic pour $\alpha \simeq 1$ et $\delta \simeq 0.02R_*$, ainsi qu'un second pic qui correspond à une couche limite plus chaude, moins étendue avec α grand.

Certains astronomes ont tenté d'expliquer les spectres d'étoiles presque plats dans l'infrarouge (notamment l'infrarouge lointain). Kenyon & Hartmann (1987) ont remarqué que dans certaines étoiles T Tauri (comme par exemple T Tau) l'excès infrarouge semblait beaucoup plus important que l'excès ultraviolet. Or les 2 excès sont liés au phénomène d'accrétion dans le disque, mais pas au phénomène de retraitement de la lumière stellaire par le disque. Adams, Lada et Shu (1987) ont calculé que le chauffage du disque par l'étoile pouvait concerner 25 % de la lumière stellaire. Cependant, si le disque est évasé vers l'extérieur, le pourcentage de lumière interceptée par le disque peut atteindre 50 % et plus. Kenyon & Hartmann ont donc proposé un modèle de disque évasé, où la poussière est bien mélangée avec le gaz. La poussière est en effet à l'origine de l'opacité à basse température ($T < 1500K$). Même si leur modèle introduit des paramètres non-physiques, donc contestables, ils obtiennent néanmoins un excès infrarouge important. Les deux problèmes majeurs sont : (a) la distribution spectrale dans l'infrarouge n'est pas une loi de puissance

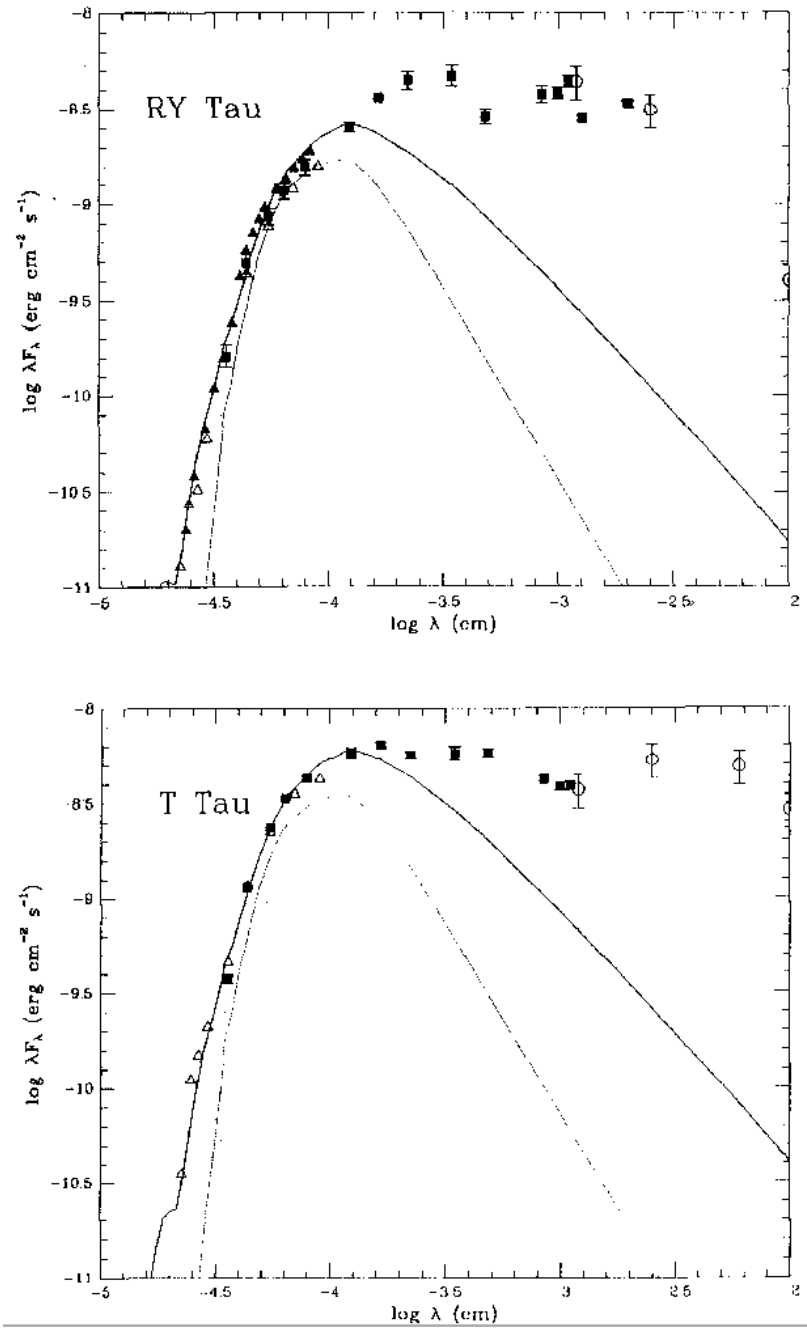

FIG. 2.6 – *Observations et modèles pour les étoiles RY Tau et T Tau. Les symboles indiquent les mesures photométriques, tandis que la courbe en trait plein est représentative du modèle. La courbe en trait pointillé est le spectre d'une étoile standard de même type spectral.*

comme le montrent les observations, et (b) l'hypothèse de mélange total entre le gaz et la poussière n'est plausible que si le disque est convectif (cette propriété n'a pas été encore démontrée ; cf. chapitre 3). Natta (1992) tente d'expliquer les spectres plats dans l'infrarouge par la présence d'une enveloppe de poussière qui diffuse la lumière de l'étoile centrale vers le disque. Le disque est donc chauffé de façon importante à grande distance, ce qui permet d'obtenir une distribution spectrale d'énergie de faible pente dans l'infrarouge.

Les phénomènes de retraitement de la lumière stellaire et d'accrétion donnent la même distribution de température, $T \propto r^{-3/4}$, et, dans le cas d'un disque optiquement épais, une distribution d'énergie $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-4/3}$. Or Rucinski (1985) a remarqué que les distributions spectrales d'énergie des T Tauri typiques avait $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-0.5 \text{ à } -1}$, et Rydgren & Zak (1987) ont trouvés $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-0.75}$ à partir d'observations à $3-20\ \mu m$. Kenyon & Hartmann (1987) ont observé un indice spectral aux alentours de -0.7 ± 0.3 à partir du domaine $2-60\mu m$ d'environ 30 T Tauri et ont remarqué qu'aucune n'avait une pente dans l'infrarouge aussi raide que $\lambda F_\lambda \propto \lambda^{-4/3}$. Ils ont donc suggéré, ainsi que Beckwith et al. (1990), que la distribution de température à l'intérieur du disque n'était pas $\propto r^{-3/4}$, mais $\propto r^{-q}$ avec $0.5 \leq q \leq 0.7$. Cependant, en l'absence de causes d'origine physique, il n'est pas raisonnable de construire des modèles avec le paramètre q, qui n'a pas de signification en soi.

Le modèle simple décrit ci-dessus est à la base même des travaux de recherches actuels sur les disques d'accrétion autour des étoiles T Tauri. Les processus physiques à l'intérieur du disque sont très peu connus, et donc une amélioration de nos connaissances à ce sujet permettrait de mieux comprendre les caractéristiques spectrales de ces étoiles dans l'infrarouge.

2.6 Références bibliographiques

Adams, F. C., Lada C. J., Shu, F.H. 1987, ApJ, 312, 788 — *Spectral Evolution of Young Stellar Objects*

Adams, F. C., Lada, C. J., Shu, F. H. 1988, ApJ, 326, 865 — *The Disks of T Tauri Stars With Flat Infrared Spectra*

Adams, F. C., Shu, F. H. 1986, ApJ, 308, 836 — *Infrared Spectra of Rotating Protostars*

Appenzeller, I., Jankovics, I., Oestreicher, R. 1984, A&A, 141, 108 — *Forbidden-Line Profiles of T Tauri Stars*

Bally, J., Lane, A.P. 1991, in NATO-ASI on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds C.J. Lada & D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 471 — *Molecular outflows: observed properties*

Basri, G., Bertout, C. 1989, ApJ, 341, 340 — *Accretion Disks Around T Tauri Stars: II. Balmer Emission*

Bastien, P., Ménard, F. 1988, ApJ, 326, 334 — *On the Interpretation of Polarization Maps of Young Stellar Objects*

Bastien P., Ménard F. 1990, ApJ, 364, 232 — *Parameters of Disks around Young Stellar Objects from Polarization Observations*

Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., Güsten, R. 1990, AJ, 99, 924 — *A Survey for Circumstellar Disks around Young Stellar Objects*

Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Koresko, C. D., Weintraub, D. A. 1989, ApJ, 343, 393 — *Tomographic Imaging of HL Tauri*

Beckwith, S. V. W. , Zuckerman, B., Skrutskie, M. F., Dyck, H. M. 1984, ApJ, 287, 793 — *Discovery of Solar System-Size Halos around Young Stars*

Bertout, C., Basri, G., Bouvier, J. 1988, ApJ, 330, 350 — *Accretion Disks Around T Tauri Stars*

Bertout, C. , Bouvier, J. 1989, in ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed B. Reipurth (Garching: ESO) — *T Tauri Disk Models*

Bouvier, J., Bertout, C. 1992, A&A, 263, 113 — *Accretion disks around T Tauri stars. III. A χ^2 analysis of disk parameters*

Edwards, S., Cabrit, S., Strom, S. E., Heyer, I., Strom, K. M., Anderson, E. 1987, ApJ, 321, 473 — *Forbidden Line and H-alpha Profiles in T Tauri Star Spectra: A Probe of Anisotropic Mass Outflows and Circumstellar Disks*

Ferreira, J., Pelletier, G. 1993, A&A, submitted — *Magnetized accretion-ejection structures*

Field, G.B. 1978, in *Protostars and Planets*, ed T. Gehrels, (Tucson: Univ. of Arizona Press), p 243 — *Conditions in collapsing clouds*

Friedjung, M. 1985, A&A, 146, 366 — *Accretion disks heated by luminous central stars*

Goldsmith, P.F., Arquilla, R. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), p 137 — *Rotation in dark clouds*

Grasdalen, G. L., Strom, S. E., Strom, K. M., Capps, R. W., Thompson, D., Castelaz, M. 1984, ApJ, 283, L57 — *High Spatial Resolution IR Observations of Young Stellar Objects: A Possible Disk Surrounding HL Tauri*

Hartmann, L., Kenyon, S.J. 1985, ApJ, 299, 462 — *On the nature of FU Orionis objects*

Hartigan, P., Hartmann, L., Kenyon, S.J., Strom, S.E., Skrutskie, M.F. 1990, ApJ, 354, L25 — *Correlations of optical and infrared excesses in T Tauri stars*

Herbig, G.H. 1989, in ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main-Sequence Objects*, ed B. Reipurth (Garching: ESO), 233 — *FU Orionis eruptions*

Hubeny, I. 1990, ApJ, 351, 632 — *Vertical Structure of Accretion Disks: A Simplified Analytical Model*

Jankovics, I., Appenzeller, I., Krautter, J. 1983, PASP, 95, 883 — *Blueshifted Forbidden Lines in T Tauri Stars*

Kenyon, S. J., Hartmann, L. 1987, ApJ, 323, 714 — *Spectral Energy Distributions of T Tauri Stars: Disk Flaring and Limits on Accretion*

Lin, D. N. C., Papaloizou, J. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), p. 493 — *On the Dynamical Origin of the Solar System*

Lynden-Bell, D., Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603 — *The Evolution of Viscous Discs and The Origin of the Nebular Variables*

Malbet, F., Bertout, C. 1991, ApJ, 383, 814 — *The vertical structure of T Tauri accretion disks. I. Heating by the central star*

Monin, J.L., Pudritz, R.E., Rouan, D., Lacombe, F. 1989, A&A, 215, L1 — *Infrared Images of HL Tau: Scattering from an Inclined, Flaring Disk*

Mundt R., Ray T.P., Bührke T., Raga A.C., Solf J. 1990, A&A, 232, 37 — *Optical Jets and Outflows in the HL Tau Region*

Myers P.C., Fuller G.A., Mathieu R.D., Beichman C.A., Benson P.J., Schild R.E., Emerson J.P. 1987, ApJ, 319, 340 — *Near-infrared and Optical Observations of* IRAS *Sources in and near Dense Cores*

Natta, A. 1992, ApJ, submitted — *The temperature profile of T Tauri disks*

Pudritz, R.E. 1985, ApJ, 293, 216 — *Star formation in rotating, magnetized molecular disks*

Regev, O. 1983, A&A, 126, 146 — *The Disk-Star Boundary Layer and its Effect on the Accretion Disk Structure*

Rucinski, S.M. 1985, AJ, 90, 2321 — IRAS *observations of T Tauri and Post-T Tauri stars*

Rydgren, A.E., Zak, D.S. 1987, PASP, 99, 141 — *On the spectral form of the infrared excess component in T Tauri systems*

Safronov, V.S., Ruzmaikina, T.V. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), p. 959 — *Formation of the solar nebula and the planets*

Savage, B. D., Mathis, J. S. 1979, ARAA, 17, 73 — *Observed Properties of Interstellar Dust*

Shakura, N. I., Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337 — *Black Holes in Binary Systems: Observational Appearance*

Tylenda, R. 1977, Acta Astr., 27, 389 — *Photoionisation Models of the Envelope of Nova Delphini 1967 in the Nebular Stage: I. Observational Datas*

Chapitre 3

Structure verticale des disques circumstellaires

3.1 Introduction

Le modèle présenté auparavant est un modèle de structure radiale constitué d'une couche verticale isotherme et homogène. Ses principaux avantages sont d'être simple, relativement facile à mettre en œuvre, et fécond en résultats, surtout pour expliquer le continu spectral des étoiles T Tauri. Aucun modèle de structure verticale de disque de T Tauri, n'a été encore étudié à ce jour. Les modèles de structure verticale présentés dans ce chapitre ne sont pas contradictoires avec les modèles à une couche présentés au chapitre précédent (2), mais apportent plus d'informations. L'intérêt des modèles qui suivent est de ne pas introduire de nouveaux paramètres, donc d'être auto-consistant. Ils nous permettent de connaître les conditions physiques régnant dans un disque d'accrétion. Dans le schéma précédent, le flux émis était constitué de trois éléments : une composante stellaire, une provenant de la couche limite et une autre provenant du disque. Les 2 premières seront traitées de la même façon, alors que la dernière composante proviendra du flux issu du transfert de rayonnement dans l'atmosphère du disque. Les manipulations générales seront similaires. On traitera séparément les différentes sources d'énergie : le re-rayonnement de la lumière stellaire et la dissipation visqueuse. Les étoiles T Tauri étant de faible masse et de faible luminosité, la pression de radiation sera négligée dans le disque.

Ce chapitre qui rapporte une bonne partie de mon travail théorique de thèse est une généralisation du travail de Hubeny (1990) sur la structure verticale des disques. C'est en premier lieu une application du modèle de Hubeny dans le cas spécifique des

étoiles T Tauri, mais c'est aussi une généralisation du transfert radiatif dans une atmosphère comprenant une distribution verticale de sources de dissipation d'énergie. Le traitement du chauffage de l'atmosphère du disque par le rayonnement stellaire développé par Hubeny m'est apparu inadapté et incorrect. J'ai donc développé un calcul de transfert indépendant et original pour ce cas particulier, qui a fait l'objet d'un article porté en annexe de ce chapitre (Malbet & Bertout 1991). Je me suis rendu compte que la généralisation qui est développée dans ce chapitre peut s'appliquer naturellement au problème de rayonnement extérieur, et donne des formules finales identiques à celles de l'article.

Le principe des modèles de structure verticale consiste à considérer le disque comme un ensemble d'anneaux concentriques de largeur infiniment petite. Chaque anneau est lui-même considéré comme une atmosphère plan-parallèle, constituée d'une superposition de couches de gaz et de poussières mélangés. Pour résoudre le problème, il faut traiter les transferts d'énergie et les équilibres radiatif et hydrostatique. Dans une première partie, nous traitons l'équilibre hydrostatique (§3.2). Ensuite nous considérons l'équilibre radiatif et le transfert de rayonnement dans différents cas de figure. J'ai trouvé plus cohérent de développer le cas général en premier lieu (§3.3), de discuter des méthodes de résolution numériques (§3.4) et ensuite d'appliquer ce développement dans des cas particuliers (§3.5) : celui étudié par Hubeny (1990) puis celui étudié par Malbet & Bertout (1991), pour déboucher sur un modèle général prenant en compte tous les effets. Des simulations numériques (§3.6) illustrent les résultats des modèles.

Je profite de ce paragraphe introductif pour faire une remarque sur les coordonnées. Les coordonnées les plus simples à utiliser sont les coordonnées cylindriques. Par symétrie de révolution, les seules coordonnées intéressantes sont le rayon r et la hauteur algébrique par rapport au plan équatorial z. Comme les calculs sont faits pour chaque anneau de rayon r, je n'indiquerai pas la dépendance en r pour chaque équation. Les calculs qui suivent sont faits pour des couches horizontales supposées infinies. Dans le cas d'une atmosphère plan-parallèle, la coordonnée z, n'est pas toujours très pratique dans les calculs. Il est parfois plus simple d'utiliser la coordonnée de masse, m,

$$m(z) = \int_z^\infty \rho dz, \tag{3.1}$$

ou encore :

$$dz = -\frac{1}{\rho} dm, \text{ avec } m(0) = M, \tag{3.2}$$

où M est la moitié de la densité surfacique du disque au rayon r. Il y a donc une

relation bi-univoque entre z et la coordonnée massique m.

Il est intéressant de remarquer que dans le cadre du modèle classique de Lynden-Bell et Pringle (1974), la densité surfacique est bien déterminée si le disque est stationnaire et donc si le taux d'accrétion est constant. Connaissant la viscosité moyenne le long de la verticale $\bar{\nu}$, on en déduit M :

$$M = \frac{M_*}{6\pi\bar{\nu}}\left(1 - \sqrt{\frac{R_*}{r}}\right). \tag{3.3}$$

3.2 Equilibre hydrostatique – Pression

Dans les sections suivantes nous verrons comment obtenir la distribution verticale de la température dans l'atmospère du disque. Pour l'instant nous supposerons que la température de la couche d'altitude z est connue.

La gravité, dans le cas d'un anneau de disque, est linéairement dépendante de l'altitude :

$$g(z) = \frac{GM_*}{r^3}z, \tag{3.4}$$

que l'on peut écrire

$$g(z) = \Omega^2 z, \quad \text{avec} \quad \Omega^2 = \frac{GM_*}{r^3}. \tag{3.5}$$

L'équation décrivant l'équilibre hydrostatique s'écrit $dP/dz = -\rho\Omega^2 z$, et en coordonnée massique, $dP/dm = g$. La dépendance de g en m est assez compliquée, il est donc préférable de dériver une seconde fois cette équation. On a alors

$$\frac{d^2P}{dm^2} = -\frac{\Omega^2}{\rho} \tag{3.6}$$

et en faisant intervenir la vitesse du son c_s, définie par

$$P = \rho c_s^2, \tag{3.7}$$

on obtient une équation qui ne dépend plus que de la température,

$$\frac{d^2P}{dm^2} = -\frac{c_s^2\Omega^2}{P}. \tag{3.8}$$

La distribution verticale de la température de l'anneau du disque étant connue, la vitesse du son peut se calculer. On peut donc trouver P et par conséquent ρ. Cette équation étant du second degré, il faut deux conditions aux limites. On peut les prendre à chaque extrémité du disque, c'est-à-dire compte tenu de la symétrie du disque, premièrement à l'extérieur pour la couche la plus haute, et deuxièmement, dans la couche médiane placée dans le plan équatorial de l'étoile.

3.2.1 Limite supérieure

Dans notre discrétisation du disque en couches, on suppose que chaque couche est homogène, notamment pour la température. Dans la dernière couche, qui va de $z = z_1$ à l'∞, la température $T(z) = T(z_1)$ est constante. Il en est donc de même pour la vitesse du son $c_s = c_s(z_1)$. On peut alors intégrer l'équation d'équilibre hydrostatique obtenue pour la densité $\rho(z)$.

$$\rho(z) = \rho(z_1) \exp\left(-\frac{(z - z_1)^2}{2H^2}\right) \text{ avec } H = \frac{c_s(z_1)}{\Omega}. \tag{3.9}$$

On obtient pour la densité surfacique du gaz compris au-dessus de z_1,

$$m_1 = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\rho(z_1)H. \tag{3.10}$$

La condition pour la limite supérieure s'écrit donc :

$$P_1 = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\,\frac{m_1}{H}c_s^2(m_1). \tag{3.11}$$

3.2.2 Limite inférieure

Quant à la limite inférieure, par raison de symétrie, la dérivée première de la pression est nulle, $P'(M) = 0$. Par conséquent, en utilisant un développement de Taylor au second ordre et la relation (3.8) écrite en M, on obtient :

$$P(m) = P(M) - \frac{1}{2}(m - M)^2 \frac{c_s^2\Omega^2}{P(M)}. \tag{3.12}$$

3.2.3 Conclusion

On voit que la distribution de pression ne dépend que de la distribution de la vitesse du son $c_s(m)$. Une méthode pour calculer la pression consiste à linéariser l'équation hydrostatique, ainsi que les conditions aux limites et à mettre sous forme de vecteur la distribution verticale des écarts de la pression réelle à celle que donnerait les équations, ΔP. On itère le calcul de ΔP, jusqu'à ce que ΔP soit suffisamment proche du vecteur nul. On obtient alors la distribution verticale de P, pour chaque distribution verticale de la vitesse du son. D'après la relation (3.7), on déduit la distribution verticale de la densité.

Pour clore les relations précédentes, il faut trouver une relation reliant la distribution verticale de la température à la distribution verticale de la densité. C'est l'objectif de la prochaine section.

3.3 Equilibre radiatif – Température

3.3.1 Introduction

Cette section traite du transfert radiatif dans l'atmosphère du disque. Trois cas particuliers vont être examinés : (i) le cas où il n'y a pas de source d'énergie dans l'atmosphère sauf dans le plan équatorial du disque, (ii) où la dissipation d'énergie apparaît dans chacune des couches de l'atmosphère, et, enfin (iii) celui où l'énergie provient d'une source extérieure de chauffage (*reprocessing*).

Dans un premier temps nous allons examiner de manière générale le transfert de rayonnement dans l'atmosphère du disque. Nous supposerons qu'il existe une source d'énergie bien identifiée dans chaque couche, de densité massique d'énergie $u(z)$.

3.3.2 Equation de transfert – Conservation de l'énergie

Nous prendrons les notations usuelles (Mihalas, 1978). L'équation de transfert radiatif s'écrit :

$$\mu \frac{\partial I_\nu(z,\mu)}{\partial z} = \chi_\nu(z) \left[S_\nu(z) - I_\nu(z,\mu) \right], \tag{3.13}$$

par conséquent, les deux premiers moments de cette équation s'écrivent en intégrant sur μ

$$\frac{dH_\nu(z)}{dz} = \chi_\nu(z) \left[S_\nu(z) - J_\nu(z) \right], \tag{3.14}$$

et

$$\frac{dK_\nu(z)}{dz} = -\chi_\nu(z) H_\nu(z), \tag{3.15}$$

avec

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_\nu(z,\mu) d\mu, \tag{3.16}$$

$$H_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_\nu(z,\mu) \mu d\mu, \tag{3.17}$$

$$K_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} I_\nu(z,\mu) \mu^2 d\mu. \tag{3.18}$$

A ce stade, il est nécessaire d'introduire la conservation de l'énergie. C'est ce que traduit l'équation d'équilibre radiatif. Dans une couche, l'énergie qui est rayonnée (l'émission propre du milieu, $S_\nu(z)$, moins ce qui provient des couches voisines $J_\nu(z)$) égale exactement l'énergie dissipée dans la couche. Par conséquent :

$$4\pi \int_0^\infty \chi_\nu(z) \left[S_\nu(z) - J_\nu(z) \right] d\nu = \rho(z) u(z). \tag{3.19}$$

3.3.3 Moments de l'intensité – Facteurs d'Eddington

Dans la suite, toutes les quantités ne comportant pas d'indice ν sera une quantité intégrée sur tout le spectre électromagnétique. Nous exprimerons aussi chaque quantité en fonction de la coordonnée $m(z)$, plutôt qu'en fonction de z. On en déduit donc que l'équation (3.14) s'écrit

$$\frac{dH(m)}{dm} = -\frac{u(m)}{4\pi}. \tag{3.20}$$

Par conséquent en intégrant sur m, on obtient

$$H(m) = H(0) - UM\theta(m)/4\pi, \tag{3.21}$$

avec

$$UM = \int_0^M u(m)dm, \tag{3.22}$$

$$= \int_0^\infty u(z)\rho(z)dz, \tag{3.23}$$

la dissipation d'énergie totale dans l'atmosphère supérieure du disque par unité de surface, et

$$\theta(m) = \int_0^m u(m')dm'/UM, \tag{3.24}$$

$$= \int_z^\infty u(z')\rho(z')dz'/UM, \tag{3.25}$$

la fonction de distribution dans cette atmosphère ($\theta(0) = 0$ et $\theta(M) = 1$). Nous pouvons remarquer que la condition de symétrie dans le plan équatorial pour le flux $H(m)$ implique que $H(M) = 0$. Par conséquent nous avons une relation entre $H(0)$ et le flux d'énergie dissipée dans la totalité des couches atmosphériques :

$$UM = 4\pi H(0). \tag{3.26}$$

L'équation (3.15) s'écrit

$$\frac{dK}{dm} = \frac{\kappa_H(m)}{H(m)}, \tag{3.27}$$

qui donne après intégration sur m,

$$K(m) = K(0) + H(0)\tau_H(m) - \frac{UM}{4\pi}\tau_\theta(m), \tag{3.28}$$

en définissant l'opacité pondérée par le flux,

$$\kappa_H = \int_0^\infty (\chi_\nu/\rho)H_\nu d\nu/H, \tag{3.29}$$

et la profondeur optique correspondante,

$$\tau_H(m) = \int_0^m \kappa_H(m')dm', \tag{3.30}$$

tandis que la profondeur optique pondérée par θ vaut

$$\tau_\theta(m) = \int_0^m \kappa_H(m')\theta(m')dm'. \tag{3.31}$$

Pour résoudre l'équation de transfert, il faut une relation de fermeture. On définit ainsi les facteurs d'Eddington f_K et f_H comme le rapport entre K et J et celui entre $H(0)$ et $J(0)$

$$f_K(m) = \frac{K(m)}{J(m)} \tag{3.32}$$

$$f_H = \frac{H(0)}{J(0)}. \tag{3.33}$$

Ces quantités sont approximées dans un premier temps, puis sont évaluées grâce à des itérations les quantités $J(m)$, $H(m)$ et $K(m)$. Les valeurs de f_K et f_H sont alors affinées.

On peut calculer la valeur de $J(m)$:

$$J(m) = \frac{H(0)}{f_K(m)}\left[\tau_H(m) - \tau_\theta(m) + \frac{f_K(0)}{f_H}\right]. \tag{3.34}$$

3.3.4 Distribution verticale de la température – Solution formelle

En utilisant la fonction source à l'ETL (équilibre thermodynamique local), on peut écrire

$$S_\nu = \frac{\kappa_\nu}{\chi_\nu}B_\nu + \left(1 - \frac{\kappa_\nu}{\chi_\nu}\right)J_\nu, \tag{3.35}$$

et donc d'après l'équation (3.19)

$$\kappa_B(m)B(m) = \kappa_J(m)J(m) + \frac{u(m)}{4\pi}, \tag{3.36}$$

où $\kappa_B(m)$ et $\kappa_J(m)$ sont respectivement l'absorption moyenne de Planck et l'absorption pondérée par l'intensité moyenne, définies par

$$\kappa_B = \int_0^\infty (\kappa_\nu/\rho)B_\nu d\nu/B, \tag{3.37}$$

et

$$\kappa_J = \int_0^\infty (\kappa_\nu/\rho) J_\nu d\nu / J. \tag{3.38}$$

Comme nous avons $\pi B(m) = \sigma T^4(m)$, nous obtenons la distribution verticale de la température en utilisant les équations (3.34) et (3.36) :

$$T^4(m) = \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m) f_K(m)} T_{\rm eff}^4 \left\{ \left[\tau_H(m) - \tau_\theta(m) + \frac{f_K(0)}{f_H} \right] + \frac{f_K(m)}{\kappa_J(m) M} \frac{u(m)}{U} \right\}, \tag{3.39}$$

avec

$$\sigma T_{\rm eff}^4 = 4\pi H(0), \tag{3.40}$$

$$= UM. \tag{3.41}$$

L'équation (3.39) a donc une signification très précise. La distribution verticale de le température est semblable à celle d'une atmosphère stellaire,

$$T^4(\tau) = \frac{\kappa_J(\tau)}{4\kappa_B(\tau) f_K(\tau)} T_{*\rm eff}^4 \left[\tau + \frac{f_K(0)}{f_H} \right], \tag{3.42}$$

à deux différence près :

- τ a été remplacé par $\tau_H(m)(1 - \frac{\tau_\theta(m)}{\tau_H(m)})$. Cela représente approximativement l'épaisseur optique du disque à partir de sa surface supérieure jusqu'à la couche où s'effectue la majorité de la dissipation visqueuse. Au-dessus de cette couche, l'atmosphère se comporte comme une atmosphère stellaire où il n'y a pas de dissipation d'énergie, et en dessous, la température est quasiment constante.
- il y a un terme supplémentaire proportionnel à la dissipation d'énergie. La température est donc la *somme*[1] d'un terme purement radiatif (comme dans une atmosphère stellaire classique) et d'un terme local.

Il est intéressant de noter que le terme proportionnel à la densité massique d'énergie $u(m)$ est aussi inversement proportionnel à l'épaisseur optique totale du disque. Il est donc important lorsque l'épaisseur optique du disque est faible, c'est-à-dire dans les zones optiquement minces.

Nous allons considérer 3 cas :

(i) le cas où $u(m)$ est nul partout sauf dans le plan médian. On a donc

$$u(m) = U\delta(m - M).$$

1. en réalité c'est un abus de langage, car c'est plutôt la somme des températures à la puissance 4, proportionnelle à des énergies, qui est calculée.

(ii) le cas où la dissipation d'énergie apparaît dans toutes les couches à cause de frottements visqueux.

(iii) le cas où $u(m)$ provient du chauffage stellaire.

3.3.5 Température – Solution approchée

Pour obtenir la relation (3.39), aucune approximation n'a été faite, excepté l'hypothèse d'équilibre thermodynamique local. Cette équation n'est pas exploitable, car les quantités f_K, f_H, τ_H, τ_θ et κ_B ne sont pas connues. On peut invoquer plusieurs approximations qui rendent la relation utilisable (suggérée par Hubeny 1990).

- les approximations classiques d'Eddington $f_K = \frac{1}{3}$ et $f_H(0) = \frac{2}{3}$,
- l'égalité $\kappa_J = \kappa_B$, ce qui d'après Mihalas (1978), est une bonne approximation,
- $\tau_H = \tau_R$, l'opacité moyenne de Rosseland, et $\kappa_B = \varepsilon\kappa_R$, ε représentant la moyenne de κ_ν/χ_ν (on définit $\tau_{tot} = \kappa_B M$).

Pour ce qui est de $u(m)$ et τ_θ, il convient de faire des approximations correspondant à la physique de la dissipation. En effet τ_θ sera complètement différent suivant que la dissipation d'énergie principale s'opère dans les couches supérieures ou internes de l'atmosphère du disque.

L'équation (3.39) s'écrit alors :

$$T^4(m) = \frac{3}{4}T_{\text{eff}}^4 \left\{ \left[\tau(m) - \tau_\theta(m) + \frac{2}{3}\right] + \frac{1}{3\varepsilon\tau_{tot}} \frac{u(m)}{U} \right\} \tag{3.43}$$

3.4 Méthodes de résolution

Les équations exposées ci-dessus résolvent théoriquement le problème. Les équations étant couplées et non linéaires, il n'est pas possible d'aller plus loin dans la résolution analytique des équations. Il faut donc utiliser une méthode numérique. Mihalas (1978) propose 2 méthodes complémentaires : la méthode d'itération Λ et la méhode de Feautrier . Les deux méthodes permettent d'obtenir une solution par des itérations succesives. La première étape consiste donc en une initialisation des différentes variables.

3.4.1 L'initialisation

Le procédé consiste, avant de résoudre la structure verticale pour un anneau, à calculer les quantités données par le modèle à une couche homogène comme dans

le chapitre précédent. On aura alors une bonne estimation des différentes variables. Connaissant M, on peut discrétiser la couche en plusieurs couches de manière logarithmique car c'est la distribution naturelle de la matière trouvée dans le cas homogène (cf. §3.2.1). Comme la profondeur optique $\tau(m)$ dépend de la distribution de la masse, on obtient une structure verticale pour τ, pour la densité ρ, et finalement pour la pression. L'atmosphère est supposée isotherme, de température T_{eff}. L'échelle locale, la vitesse du son et la viscosité sont supposées constantes dans toute l'atmosphère et sont calculées à partir de la valeur de la température $T = T_{\text{eff}}$.

3.4.2 L'itération Λ

Le principe est basé sur une convergence simple. Toutes les variables sont données au cours de l'initialisation. On en prend une et grâce à la (ou les) relation(s) qui permet(tent) de calculer sa valeur en fonction des autres quantités on obtient une nouvelle valeur de cette variable. On agit alors sur toutes les variables, en pratiquant, quand cela est possible, des itérations à l'intérieur d'autres itérations pour minimiser les calculs. On interrompt les itérations lorsque l'on observe la convergence des différentes variables.

C'est la méthode employée dans le chapitre 2 pour calculer la température. Celle-ci permet de déterminer les nouvelles valeurs des autres variables, et donc d'aboutir à une nouvelle température. On répète ces opérations, jusqu'à ce que la convergence soit constatée.

3.4.3 La méthode dite de Feautrier

Elle a son origine dans la résolution numérique de l'équation de transfert pour la structure interne des étoiles. Feautrier (1969) proposait de linéariser les différentes équations et de poser le problème sous forme de matrices. Les termes de la couche n, n'ont de rapport qu'avec les termes des couches $n+1$ et $n-1$. Les matrices sont donc tridiagonales. Les variables se mettent sous forme de vecteurs dont l'indice est le numéro de couche. En inversant les matrices on obtient directement la valeur de chacune des variables pour chaque couche. Cette méthode, décrite dans Mihalas (1978), a l'avantage de résoudre toute la strucure verticale en une seule fois. On peut utiliser ensuite la méthode exposée dans le paragraphe précédent pour faire converger les vecteurs.

3.4.4 Méthode employée

Je vais décrire la méthode employée dans mes simulations numériques.

1. Supposons la distribution verticale de la température connue (obtenue dans une itération précédente ou initialisée),
2. la distribution verticale de la vitesse du son est calculée,
3. l'équilibre hydrostatique est résolu (cf. §3.2) et la distribution verticale de la pression est déduite,
4. connaissant ensuite la distribution de P et de c_s, on calcule la distribution verticale de $\rho = P/c_s^2$,
5. la densité étant connue, il est possible d'obtenir la relation entre m et z, et connaître ainsi l'altitude de chaque couche de matière,
6. la donnée de la température et la densité pour chaque couche permet de calculer l'opacité de chacune, puis leur profondeur optique monochromatique. On peut en déduire les moyennes de Planck et de Rosseland,
7. l'énergie dissippée dans chaque couche est évaluée. Cela se fait au besoin, grâce aux distributions verticales des quantités précédemment calculées,
8. il est ainsi possible d'obtenir la nouvelle distribution verticale de la température grâce à la formule (3.43).

Si l'on veut perfectionner la résolution de la structure verticale de l'atmosphère, il est possible de calculer $J(m)$, $H(m)$, $K(m)$ et ainsi d'en déduire les facteurs d'Eddington f_K et f_H, puis d'itérer.

Les valeurs successives des températures sont légèrement différentes, et tendent vers une température limite qui est solution exacte des équations. J'aurais pu utiliser la méthode de Feautrier pour calculer la structure en température, mais les opacités étant assez difficilement linéarisables, l'équation (3.43) se prête bien à la première méthode.

Pour accélérer la convergence, j'ai fait appel à des moyennes géométriques. Supposons que T_1 soit l'actuelle température et T_2 la température que l'on calcule à partir de T_1. Je ne recommence pas le calcul avec T_2 à la place de T_1, mais avec $T_3 = T_1^\alpha T_2^\beta$, sachant que α et β vérifiant $\alpha + \beta = 1$ (j'essaye de trouver α et β tels que la convergence soit rapide). Je fais ensuite une itération sans contrainte, à la fin de la procédure, pour vérifier la validité de la solution trouvée.

3.5 Application à la structure verticale des disques de T Tauri

Les deux sources d'énergie mises en évidence dans les disques d'étoiles jeunes sont la viscosité dans le phénomène d'accrétion et le chauffage de l'atmosphère du disque par l'étoile centrale. C'est dans ce cadre que nous allons appliquer les équations générales développées dans les sections précédentes.

3.5.1 Dissipation visqueuse dans le plan équatorial

Le modèle standard (LBP) donne pour le flux émis par un anneau de disque :

$$F_V(r) = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi r^3}\left[1-\sqrt{\frac{R_*}{r}}\right]. \tag{3.44}$$

On peut considérer que ce flux n'est émis que dans la partie équatoriale du disque. Par conséquent la dissipation d'énergie qu'il y a dans chaque couche par unité de masse peut être formalisée par la formule

$$u(m) = \frac{F_V}{M}\delta(m-M), \tag{3.45}$$

ou encore

$$\begin{array}{rcll} u(m) & = & 0 & \text{si} \quad 0 \leq m < M \\ u(m) & = & \frac{F_V}{M} & \text{si} \quad m = M. \end{array} \tag{3.46}$$

Par conséquent, $\theta(m)$ et U s'écrivent :

$$\theta(m) = \begin{cases} 0 & \text{si} \quad 0 \leq m < M \\ 1 & \text{si} \quad m = M \end{cases}, \tag{3.47}$$

$$U = \frac{F_V}{M}, \tag{3.48}$$

et $\tau_\theta(m)$:

$$\tau_\theta(m) = 0. \tag{3.49}$$

On a bien sûr $F_V = \sigma T_V^4 = \sigma T_{\text{eff}}^4$. Finalement la structure verticale de la température (cf. équation (3.39)) devient

$$T^4(m) = \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m)f_K(m)}T_V^4\left[\tau_H(m)+\frac{f_K(0)}{f_H}\right], \tag{3.50}$$

soit dans le cadre des approximations de la section 3.3.5

$$T^4(m) = \frac{3}{4} T_V^4 \left(\tau + \frac{2}{3}\right). \tag{3.51}$$

On remarque alors que l'atmosphère se comporte comme une atmosphère stellaire dont le flux à la limite inférieure est F_V. C'est un modèle très simple qui montre que la couche qui possède la température T_V, n'est pas la couche centrale, mais la couche correspondant à $\tau = 2/3$. C'est donc elle qui varie en $r^{-3/4}$. La température à la surface du disque est $(1/2)^{1/4} T_V = 0.841 T_V$, et donc varie aussi en $r^{-3/4}$. Par conséquent il n'y a pas moyen d'avoir une température effective observée (celle qui correspond à la couche $\tau = 2/3 \cos\theta$, θ étant l'angle d'inclinaison du disque) qui varie en une autre puissance de r.

La température de la couche centrale, T_c, ne varie pas comme celle des couches supérieures. En effet la température est proportionnelle à $T_V \tau_{\rm tot}^{1/4}$, et $\tau_{\rm tot} = \kappa M$ est une fonction de la température. Supposons que

$$\kappa \propto T^q, \tag{3.52}$$

alors comme $M \propto \nu_{\rm visc}^{-1}$ et $\nu_{\rm visc} \propto c_S^2/\Omega \propto T r^{3/2}$, on a donc

$$T_c \propto r^{-9/(10-2q)}. \tag{3.53}$$

Si l'opacité est dominée par les grains de glace (T<150 K; q=2) $T_c \propto r^{-3/2}$. En revanche, si l'opacité est dominée par un mélange de graphite et de silicate (T compris entre 200K et 1800K ; q=1) $T_c \propto r^{-9/8}$.

Par rapport au modèle à une couche, ce modèle n'apporte pas beaucoup de changement quant au flux émergeant et ne peut donc pas reproduire une variation de la température effective observée autre qu'en $r^{-3/4}$, nécessaire pour interpréter les observations des distributions spectrales d'énergie d'étoiles T Tauri qui sont pratiquement plates dans l'infrarouge. Cependant l'information apportée par ce modèle sur la distribution verticale en température et en densité permet d'appréhender avec une bonne approximation les conditions physiques à l'intérieur du disque.

3.5.2 Dissipation visqueuse sur toute la hauteur du disque

Cette fois on considère une densité massique d'énergie qui dépend des conditions locales. Sachant que la dissipation d'énergie par unité de masse due à la viscosité vaut (Franck, King & Raine 1985) :

$$u(m) = \nu_{\rm visc} \left(r \frac{d\Omega}{dr}\right)^2, \tag{3.54}$$

avec $\nu_{\rm visc}$ le coefficient de viscosité dynamique et Ω la vistesse angulaire des particules au rayon r. Dans le cas d'un disque képlerien,

$$\Omega = \left(\frac{GM_*}{r^3}\right)^{1/2}, \tag{3.55}$$

on obtient donc

$$u(m) = \frac{9}{4}\Omega^2 \nu_{\rm visc}. \tag{3.56}$$

Finalement, on retrouve, pour la solution formelle, la même équation que Hubeny (1990)

$$T^4(m) = \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m) f_K(m)} T_V^4 \left\{ \left[\tau_H(m) - \tau_\theta(m) + \frac{f_K(0)}{f_H} \right] + \frac{f_K(m)}{\kappa_J(m) M} \frac{\nu_{\rm visc}(m)}{\bar{\nu_{\rm visc}}} \right\}, \tag{3.57}$$

et pour la solution approchée :

$$T^4(m) = \frac{3}{4} T_V^4 \left\{ \left[\tau(m) - \tau_\theta(m) + \frac{2}{3} \right] + \frac{1}{3\varepsilon\tau_{tot}} \frac{\nu_{\rm visc}(m)}{\bar{\nu_{\rm visc}}} \right\}, \tag{3.58}$$

en remarquant que l'on peut écrire $\tau_\theta(m)$ en fonction de $\theta(m)$ défini par

$$\theta(m) = \int_0^m \nu_{\rm visc}(m') dm' / \bar{\nu_{\rm visc}} M, \tag{3.59}$$

avec

$$\bar{\nu_{\rm visc}} = \int_0^M \nu_{\rm visc}(m) dm / M. \tag{3.60}$$

Ces équations sont donc similaires à celles de la section précédente (§3.5.1), avec deux particularités

- $\tau_\theta(m)$ est une profondeur optique pondérée par la distribution de la viscosité dans l'atmosphère. Si le coefficient de viscosité $\nu_{\rm visc}$ est constant sur toute la hauteur de l'anneau alors $\theta(m) = m/M$ et donc $\tau_\theta(m) = \frac{1}{2}\tau^2/\tau_{\rm tot}$ où $\tau_{\rm tot}$ est l'épaisseur optique de la moitié supérieure du disque. Par conséquent $\tau - \tau_\theta$ varie entre τ et $\tau/2$ dans l'atmosphère.
- la présence d'un terme proportionnel à $\nu_{\rm visc}/\bar{\nu_{\rm visc}}$ peut avoir des effets importants (constants si $\nu_{\rm visc}(m)$ est constante sur toute la hauteur).

Un des points nouveaux de cette structure verticale de température est l'introduction de la viscosité, qui n'apparaissait pas dans la précédente section. Il est donc important de connaître son comportement en fonction des conditions locales pour

juger de son effet. Il n'existe pas à ce jour de description exacte de la viscosité induite par la turbulence. Je citerai deux approches :

- celle de Lynden-Bell et Pringle (1974) qui consiste à paramétriser la viscosité avec un nombre de Reynolds constant

$$\nu_{\rm visc} = {\rm Re}\Omega r^2, \tag{3.61}$$

  et qui implique donc une viscosité uniforme dans toute l'atmosphère,
- la célèbre prescription α de Shakura & Sunyaev (1973) qui formule la viscosité en fonction de la vitesse locale du son et de l'échelle locale de hauteur

$$\begin{aligned} \nu_{\rm visc} &= \frac{2}{3}\alpha c_s(m)h(m) && (3.62)\\ &= \frac{2}{3}\alpha k_B T(m)/\Omega. && (3.63)\\ & && (3.64) \end{aligned}$$

L'équation (3.58) peut être séparée en trois termes. Le premier contient le facteur $\tau - \tau_\theta$, le second contient le facteur 2/3 et le troisième contient le terme proportionnel à la viscosité. Supposons que les trois termes correspondent à trois régimes distincts, et que l'opacité soit une fonction puissance de la température $\kappa = \kappa_0 T^q$. On suppose $\varepsilon = 1$. On a alors

$$\begin{aligned} T(m) &= \left(\frac{3}{4}\right)^{1/4} T_V \left[\tau\left(1 - \frac{4}{9-q}\left(\frac{\tau}{\tau_{\rm tot}}\right)^{\frac{5-q}{4}}\right)\right]^{1/4} && (3.65)\\ T(m) &= \left(\frac{1}{2}\right)^{1/4} T_V && (3.66)\\ T(m) &= \left(\frac{1}{4\tau_{\rm tot}}\right)^{\frac{1}{3+q}} T_V && (3.67) \end{aligned}$$

On s'aperçoit que la distribution de température est fonction de la profondeur optique pour $\tau > 1$ (équation (3.65)). En-deçà ($\tau < 1$) il y a compétition entre la température qu'il y aurait sans viscosité (équation (3.66)) et celle imposée par la viscosité (équation (3.67)). Cette dernière n'est importante que si l'anneau considéré est optiquement mince ($\tau_{\rm tot} < 1$). Cette température est celle qui est calculée, dans le modèle à une couche, en imposant un flux émergeant égal au flux d'énergie dû à la dissipation visqueuse d'énergie et en prenant une épaisseur optique $\tau_{\rm tot} \ll 1$.

Ici encore, le modèle de structure vertical, bien qu'il nous apporte une information sur la distribution des observables, n'amène aucune nouveauté quant aux diagnostics photométriques et spectrométriques. En effet si l'anneau du disque considéré est

optiquement mince, on a un flux qui est identique à celui calculé avec le modèle à une couche et si l'anneau est optiquement épais, la structure verticale est alors celui d'une atmosphère stellaire, qui émet un flux identique à celui émis par un disque à une couche (§3.5.1). Bien entendu, toutes ces conclusions sont aussi rassurantes car elles montrent la cohérence entre le modèle de structure radiale traité pour une atmosphère homogène et le modèle de structure verticale multicouches. Pour obtenir des informations supplémentaires, il faut reprendre le modèle d'accrétion pour le traiter complètement sur toute la hauteur de l'atmosphère, et non l'utiliser dans sa version moyennée.

3.5.3 Chauffage par l'étoile centrale

Le chauffage par l'étoile centrale des couches de l'atmosphère du disque apporte des diagnostics nouveaux. La formulation qui a été utilisée dans le chapitre précédant (modèle à une couche) est une version moyennée de la vraie structure verticale du disque. Elle néglige notamment l'apport des couches supérieures optiquement minces de l'atmosphère du disque. Or nous montrons dans cette section que ces couches peuvent avoir un rôle important, notamment par la formation d'une chromosphère du disque. Cette chromosphère est simplement due au chauffage des couches supérieures de l'atmosphère par des photons rasants provenant de l'étoile. Si ces photons arrivaient perpendiculairement au disque, ils seraient absorbés en moyenne dans la photosphère du disque et donc contribueraient aux sources d'énergie du continu. En revanche, loin de l'étoile, les photons atteignent le disque sur des trajectoires rasantes presque parallèles au disque et sont donc absorbés en moyenne dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ils créent alors une couche optiquement mince ayant une température supérieure à celles des couches plus profondes. Des raies d'émission peuvent donc se créer, formant ce que l'on appelle habituellement une chromosphère.

Le transfert de rayonnement peut se faire de manière totalement indépendante du transfert développé précédemment. C'est l'objet de l'article cité en annexe (Malbet & Bertout 1991) dont les résultats sont rappelés dans le premier paragraphe. Le chauffage stellaire est considéré dans cet article comme une source d'énergie radiative, alors que l'on peut retrouver ces résultats grâce à la généralisation du transfert dans une atmosphère, en considérant le chauffage stellaire comme une source d'énergie non-radiative. Le second paragraphe dérive les équations par rapport à cette formulation et établit la comparaison entre les deux raisonnements. Le

troisième paragraphe discute des principales nouveautés apportées par ce chauffage stellaire.

Le chauffage stellaire comme source d'énergie radiative

Le lecteur est invité à se reporter à la publication (Malbet & Bertout, 1991) pour un développement plus complet des équations.

Je ne développe pas ici les calculs menant à la solution formelle. J'attire l'attention du lecteur sur la différence entre ce que je vais développer et l'article. Ici, je ne prends pas en compte de dissipation visqueuse, même dans le plan équatorial du disque.

Le point de départ est l'équation de transfert de rayonnement donnée par exemple par Mihalas (1978). La deuxième équation est celle de la conservation de l'énergie, que l'on appelle, l'équation de l'équilibre radiatif. Dans cette équation, on peut inclure le rayonnement stellaire comme partie intégrante du rayonnement à l'intérieur de l'atmosphère, ou bien le considérer comme une source d'énergie extérieure n'ayant donc pas d'interaction avec le rayonnement à l'intérieur du disque. Dans ce paragraphe nous avons pris le premier point de vue, alors que le second est développé dans le prochain paragraphe. Dans notre cas, comme le rayonnement stellaire est comptabilisé dans le rayonnement à l'intérieur du disque, il n'y a donc pas d'autre source d'énergie, et l'équation d'équilibre radiatif s'écrit de la même façon que dans les atmosphères stellaires. C'est le même développement que celui de la section 3.3 avec aucune source de dissipation d'énergie ($u(m) = 0$). On obtient donc de la même façon les différents moments de l'intensité spécifique $J(m)$, $H(m)$ et $K(m)$. On remarquera que le flux émergeant $H(0)$ est nul. Cela paraît paradoxal, mais il faut se souvenir que H(0) est le flux global intégré dans toutes les directions. Or on a une source extérieure de chauffage : le rayonnement stellaire. On peut donc décomposer $H(0)$ sous la forme

$$H(0) = H^+ - H^-, \tag{3.68}$$

avec $H^- = H^* = F_A$ le flux entrant et H^+ le flux sortant. Finalement la condition de symétrie dans le plan équatorial impose que H^+ soit égal en valeur absolue au flux du rayonnement stellaire H^- traversant la couche supérieure et l'on retrouve le modèle simple utilisé dans le précédant chapitre, c'est-à-dire

$$H^+ = F_A. \tag{3.69}$$

Normalement, il faut clore ce système d'équations par une relation de fermeture. On utilise habituellement les facteurs d'Eddington $f_K(m) = K(m)/J(m)$ et $f_H =$

$H(0)/J(0)$ qui établissent un lien entre l'intensité moyenne J, et, K et H. Ensuite on approxime ces facteurs d'Eddington dans le cas d'un rayonnement isotrope où $f_K = 1/3$ et $f_H = 1/2$, et on itère la résolution de ces équations, en calculant les facteurs d'Eddington avec les précédentes estimations des différents moments de l'intensité. C'est ce que l'on pourrait opérer si le rayonnement provenant de l'étoile n'était pas aussi anisotrope. En effet pour des rayons importants du disque, le rayonnement stellaire est très rasant, et donc pour les couches supérieures, du fait que le rayonnement est la somme du rayonnement ¡¡ propre ¿¿ du disque et du rayonnement stellaire, il est fortement non isotrope. Bien sûr le raisonnement avec f_K et f_H n'est pas faux, mais l'approximation sera fausse à l'initialisation ($f_K = 1/3$ et $f_H = 1/2$ correspondent à un rayonnement isotrope), et seules les simulations numériques convergeront vers la solution exacte. Si, au contraire, nous voulons une solution approximée proche de la solution exacte, il est nécessaire de trouver des quantités à peu près isotropes, ce qui n'est pas le cas de K/J et de H/J.

L'idée est donc d'utiliser le formalisme de réflexion et de transmission diffuse (Chandrasekhar 1960) pour rendre l'intensité spécifique isotrope. Pour cela, on introduit l'intensité ¡¡ diffuse ¿¿ $I_\nu^d(m,\mu)$, qui résulte d'au moins un processus de diffusion. Cette intensité est supposée plus isotrope que la vraie intensité. Si $I_\nu^0(m,\mu)$ est l'intensité stellaire, et $I_\nu^0(m,\mu)e^{\tau_\nu(m)/\mu}$ est l'intensité stellaire qui n'a pas encore été absorbée ou diffusée à la profondeur m, alors

$$I_\nu^d(m,\mu) = I_\nu(m,\mu) - I_\nu^0(m,\mu)e^{\tau_\nu(m)/\mu} \tag{3.70}$$

L'intensité diffuse est alors l'intensité spécifique moins la composante anisotropique.

Justifions le fait que $I_\nu^0(m,\mu)e^{\tau_\nu(m)/\mu}$ est l'intensité qui n'a pas été absorbée ou diffusée avant d'arriver à la couche m. Tout d'abord rappelons que μ est une quantité algébrique qui vaut le cosinus de l'angle d'incidence. μ est donc négatif pour le rayonnement stellaire incident. Dans le cas que nous considérons, $I_\nu(m)$ représente l'intensité stellaire qui n'a pas encore été absorbée. Elle vérifie donc l'équation de transfert sans le terme source :

$$\mu\frac{\partial I_\nu(m,\mu)}{\partial m} = \frac{\chi_\nu(m)}{\rho(m)}I_\nu(m,\mu), \tag{3.71}$$

puisque l'intensité émise n'est pas comptabilisée dans le rayonnement stellaire absorbé. Par conséquent on obtient

$$I_\nu(m,\mu) = I_\nu^0(m,\mu)e^{\tau_\nu(m)/\mu}, \tag{3.72}$$

si $I_\nu^0(m,\mu)$ est le rayonnement stellaire incident et $\tau_\nu(m) = \int_0^m \chi_\nu(m)/\rho(m)dm$.

On définit $J^d(m)$, $H^d(m)$ et $K^d(m)$ respectivement l'intensité moyenne *diffuse*, le flux d'Eddington *diffus* et le second moment du champ de rayonnement *diffus* :

$$J^d(m) = J(m) - J^0(m), \tag{3.73}$$

$$H^d(m) = H(m) - H^0(m), \tag{3.74}$$

$$K^d(m) = K(m) - K^0(m), \tag{3.75}$$

avec

$$J^0(m) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} I^0(m,\mu)e^{\tau^0(m,\mu)/\mu}d\mu, \tag{3.76}$$

$$H^0(m) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \mu I^0(m,\mu)e^{\tau^0(m,\mu)/\mu}d\mu, \tag{3.77}$$

$$K^0(m) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} \mu^2 I^0(m,\mu)e^{\tau^0(m,\mu)/\mu}d\mu, \tag{3.78}$$

et

$$I^0(m,\mu) = \int_0^\infty I^0_\nu(m,\mu)d\nu, \tag{3.79}$$

$$e^{\tau^0(m,\mu)/\mu} = \frac{\int_0^\infty I^0_\nu(m,\mu)e^{\tau^0_\nu(m)/\mu}d\nu}{\int_0^\infty I^0_\nu(m,\mu)d\nu}. \tag{3.80}$$

On définit alors les facteurs d'Eddington relatifs à l'intensité *diffuse* :

$$f^d_K(m) = \frac{K^d(m)}{J^d(m)} \text{ et } f^d_H = \frac{K^d(0)}{J^d(0)}. \tag{3.81}$$

L'algèbre qui suit est pratiquement identique à celle développée dans l'approche générale des équations de la section3.3 et l'on trouve une solution formelle pour la distribution verticale de la température proche de celle trouvée dans le cas général :

$$\begin{aligned} T^4(m) &= \frac{\kappa^d_J(m)}{4\kappa_B(m)f^d_K(m)}T^4_A\left[\frac{K^0(m)-K^0(0)}{H^0(0)} + \frac{f^d_K(0)}{f^d_H}\right] \\ &+ \frac{\pi}{\sigma}\frac{\chi^0_J(m)}{\kappa_B(m)} J^0(m), \end{aligned} \tag{3.82}$$

avec

$$\kappa^d_J(m) = \frac{\int_0^\infty \frac{\kappa_\nu}{\rho(m)} J^d_\nu(z)d\nu}{J^d(z)}, \tag{3.83}$$

$$\chi^0_J(m) = \frac{\int_0^\infty \frac{\chi_\nu}{\rho(m)} J^0_\nu(z)d\nu}{J^0(z)}, \tag{3.84}$$

et la température de *reprocessing* définie dans le modèle à une couche par

$$\sigma T^4_A = F_A = -4\pi H^0(0). \tag{3.85}$$

On remarquera une différence par rapport à l'équation (28) de l'article de Malbet & Bertout (1991) qui provient de la correction d'une légère erreur. En effet, je n'utilise pas κ_J, mais κ_J^d et χ_J^0. Cela vient d'une erreur dans la définition de la fonction source. Comme la fonction source est isotropique par définition (ne dépend pas de μ) elle ne peut donc pas être fonction de $J(m)$, mais de $J^d(m)$

$$S_\nu = \frac{\kappa_\nu}{\chi_\nu} B_\nu + \left(1 - \frac{\kappa_\nu}{\chi_\nu}\right) J_\nu^d, \tag{3.86}$$

et la relation (25) de l'article qui représente la condition d'équilibre radiatif s'écrit

$$\kappa_B(m)B(m) = \kappa_J^d(m)J^d(m) + \chi_J^0(m)J^0(m). \tag{3.87}$$

La discussion sur la signification de cette équation sera abordée dans le troisième paragraphe après la deuxième dérivation de cette équation par le formalisme des énergies dissipées.

Le chauffage stellaire comme source d'énergie non radiative

Il s'agit cette fois de considérer le rayonnement stellaire comme une simple source d'énergie, et non comme un rayonnement. En effet, l'énergie dissipée par l'étoile dans la couche m vaut :

$$u(m) = 4\pi \int_0^\infty d\nu \int d\Omega \frac{\kappa_\nu(m)}{\rho(m)} I_\nu^0(m,\mu) e^{\tau_\nu(m)/\mu} \tag{3.88}$$

$$= \chi_J^0(m)J^0(m) \tag{3.89}$$

avec les notations du paragraphe précédent. Pour utiliser la formule (3.39) il faut calculer $\theta(m)$ et $\tau_\theta(m)$. Après quelques lignes de calcul où les intégrations sur m sont remplacées par des intégrations sur la profondeur optique, on trouve

$$UM = -H^0(0)\theta(m) = 1 - \frac{H^0(m)}{H^0(0)} \tag{3.90}$$

$$\tau_\theta(m) = \tau_H(m) - \frac{K^0(m) - K^0(0)}{H^0(0)}. \tag{3.91}$$

On retrouve ainsi la même équation que l'équation (3.82)

$$T^4(m) = \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m)f_K(m)} T_A^4 \left\{ \left[\frac{K^0(m) - K^0(0)}{H^0(0)} + \frac{f_K(0)}{f_H} \right] + \frac{f_K(m)}{\kappa_J(m)} \frac{\chi_J^0(m)J^0(m)}{-H^0(0)} \right\}. \tag{3.92}$$

En fait les variables reliées à l'intensité spécifique dans cette formulation sont exactement l'équivalent des variables correspondantes reliées à l'intensité spécifique *diffuse* de l'article. Dans le premier cas (§3.5.3) le transfert de rayonnement concerne le rayonnement global, et les approximations d'Eddington se rapportent à une intensité *diffuse*, qui correspond à l'intensité spécifique du deuxième cas (§3.5.3).

Discussion – Nouveaux diagnostics

Comme on peut le remarquer aisément, on retrouve les deux termes de l'équation (3.39). Le premier représente le transfert dans une atmosphère standard modulée par la présence d'une source d'énergie extérieure, le deuxième correspond au chauffage des couches optiquement minces.

Le premier terme est proportionnel à une épaisseur optique

$$\tau_A(m) = \frac{K^0(m) - K^0(0)}{H^0(0)}. \tag{3.93}$$

Si nous appelons $-\mu_*$ le cosinus de l'angle sous lequel l'étoile est vue, c'est-à-dire tel que

$$\mu_* \approx -H^0(0)/J^0(0) \tag{3.94}$$

$$\approx -K^0(0)/H^0(0), \tag{3.95}$$

alors d'après la nature exponentielle de $K^0(m)$ (cf. équation (3.78)) on obtient le comportement asymptotique de $\tau_A(m)$

$$\tau_A(m) \approx \tau^0(m) \approx \tau \quad \text{quand} \quad \tau^0 \ll \mu_* \tag{3.96}$$

$$\tau_A(m) \approx \frac{-K^0(0)}{H^0(0)} \approx \mu_* \quad \text{quand} \quad \tau^0 \gg \mu_*. \tag{3.97}$$

Par conséquent le chauffage par l'étoile devient inefficace quand τ^0 devient supérieur à μ_* (qui est par définition < 1). Cela signifie que pour des profondeurs optiques telle que l'étoile se situe à plus d'un libre parcours moyen de photon, c'est-à-dire très près de la surface du disque si l'étoile est presque sur l'horizon du disque, alors, la température est constante et égale à

$$T^4(m) \approx \frac{3}{4} T_A^4 \left(\mu_* + \frac{2}{3}\right), \text{ c.-à-d. } < \frac{1}{2} T_A^4. \tag{3.98}$$

Ce qui signifie que vu de face le disque rayonne comme un corps noir dont la température est inférieure à T_A, comme le laisse supposer le modèle à une couche, bien que le flux intégré sur toutes les directions sortantes est bien égal à F_A.

Quant au deuxième terme il se comporte comme

$$J^0(z) \approx \frac{-H^0(z)}{\mu_*} \approx \frac{\sigma T_A^4 e^{-\tau/\mu_*}}{\mu_*} \tag{3.99}$$

et donc devient important quand μ_* devient faible, c'est-à-dire loin de l'étoile sur les bords extérieurs du disque, dans une région $0 < \tau < \mu_*$ qui devient de plus en plus fine. C'est une sorte de *chromosphère* de l'atmophère du disque. La température dans cette région optiquement mince est élevée, propice à la formation de raies non plus d'absorption, mais d'émission, pour un observateur placé de face. De plus, si l'on observe le disque avec une forte inclinaison telle que le cosinus directeur soit inférieur à μ_*, alors, les régions émettrices, situées sur la ligne de visée à une distance correspondant à $\tau = 1$, possèdent une température supérieure de l'ordre de $T_A/\mu_*^{1/4} >$ ou $\gg T_A$. Le flux émis dans cette direction est donc plus important que celui attendu, F_A.

Comme modèle approché, nous allons prendre un chauffage stellaire incident sous forme d'un faisceau parallèle avec un cosinus d'angle égal à $-\mu_0$, sur un disque infiniment fin. On aura donc

$$I^0(r,\mu) = I_0(r)\delta[\mu - (-\mu_0)] \tag{3.100}$$

Pour calculer la valeur de $\mu_0(r)$ et de $I_0(r)$ nous allons prendre les valeurs exactes de $J^0(0)$ et de $H^0(0)$:

$$J^0(0) = \tfrac{1}{2} I_0(r) = \frac{B(T_*)}{4}\left[1 - \cos\phi\right], \tag{3.101}$$

$$H^0(0) = -\tfrac{1}{2}\mu_0(r) I_0(r) = -\frac{B(T_*)}{4\pi}\left[\phi - \frac{\sin 2\phi}{2}\right], \tag{3.102}$$

$$\tag{3.103}$$

avec $\sin\phi = R_*/r$. Ce qui donne pour $\mu_0(r)$ et de $I_0(r)$

$$\mu_0(r) = \frac{H^0(0)}{J^0(0)} = \frac{\phi - \frac{\sin 2\phi}{2}}{4\sin^2\frac{\phi}{2}}, \tag{3.104}$$

$$I_0(r) = \frac{\sigma T_*^4}{\pi}\sin^2\frac{\phi}{2}. \tag{3.105}$$

$$\tag{3.106}$$

On a par conséquent la solution approchée

$$T^4(m) = \frac{3}{4}T_A^4\left(\alpha(\tau/\mu_0)\tau + \frac{2}{3}\right) + \frac{1}{4}\frac{T_A^4}{\mu_0}e^{-\tau/\mu_0}, \tag{3.107}$$

avec la fonction $\alpha(x)$ définie par

$$\alpha(x) = \frac{1 - e^{-x}}{x}. \tag{3.108}$$

3.5.4 Modèle complet du disque

Pour achever cette section je donne la forme formelle complète de la température d'une couche m, incluant à la fois les effets de la viscosité et de l'étoile centrale.

$$\begin{aligned} T^4(m) &= \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m) f_K(m)} T_V^4 \left\{ \left[\tau_H(m) - \tau_\theta(m) + \frac{f_K(0)}{f_H} \right] + \frac{f_K(m)}{\kappa_J M} \frac{\nu_{\rm visc}(m)}{\bar{\nu_{\rm visc}}} \right\} \\ &+ \frac{\kappa_J(m)}{4\kappa_B(m) f_K(m)} T_A^4 \left\{ \left[\frac{K^0(m) - K^0(0)}{H^0(0)} + \frac{f_K(0)}{f_H} \right] \right. \\ &+ \left. \frac{f_K(m)}{\kappa_J} \frac{\chi_J^0(m) J^0(m)}{-H^0(0)} \right\}. \end{aligned} \tag{3.109}$$

En ce qui concerne la distribution verticale de température approchée d'un disque infiniment fin et une viscosité constante sur toute la hauteur de l'anneau

$$\begin{aligned} T^4(m) &= \frac{3}{4} T_V^4 \left[\tau(m)(1 - \frac{\tau(m)}{2\tau_{\rm tot}}) + \frac{2}{3} + \frac{1}{3\varepsilon\tau_{tot}} \frac{\nu_{\rm visc}(m)}{\bar{\nu_{\rm visc}}} \right] \\ &+ \frac{3}{4} T_A^4 \left[\alpha(\tau/\mu_0)\tau + \frac{2}{3} \right] + \frac{1}{4} \frac{T_A^4}{\mu_0} e^{-\tau/\mu_0}, \end{aligned} \tag{3.110}$$

3.6 Applications : simulations de disques à 2 dimensions

Dans un premier temps j'ai simulé un disque ayant une dissipation d'énergie due à la viscosité située au centre du disque et subissant le rayonnement stellaire (§3.6.1). Dans un deuxième temps j'ai simulé un disque ne recevant pas de rayonnement central, mais ayant une structure verticale dominée par l'effet de la viscosité (§3.6.2)

3.6.1 Effets du rayonnement de l'étoile centrale

Je me suis placé dans le cadre de la formule (3.107), dans laquelle l'effet de la viscosité a été introduit de la même manière que dans la section 3.5.1. La variation de la température en fonction de la profondeur optique s'écrit donc de manière approchée

$$T^4(\tau) = \frac{3}{4} T_V^4 \left(\tau + \frac{2}{3} \right) + \frac{3}{4} T_A^4 \left(\alpha(\tau/\mu_0)\tau + \frac{2}{3} \right) + \frac{1}{4} \frac{T_A^4}{\mu_0} e^{-\tau/\mu_0}, \tag{3.111}$$

TAB. 3.1 – *Valeurs typiques des paramètres pour une étoile T Tauri.*

Paramètres	
Rayon de l'étoile, R_*	$2\ R_\odot$
Masse de l'étoile, M_*	$1\ M_\odot$
Température de l'étoile, T_*	$4000\ K$
Taux d'accrétion, $\dot{M}$	$10^{-7} M_\odot an^{-1}$

avec

$$\alpha(x) = \frac{1 - e^{-x}}{x}. \tag{3.112}$$

La figure 3.1 reproduit les profils de température en fonction de l'épaisseur optique pour un ensemble de paramètres typiques d'une étoile T Tauri (cf. table 3.1). On y distingue l'effet en $r^{1/2}$ de la chromosphère qui augmente vers les rayons extérieurs par rapport à l'effet de la photosphère en $r^{3/4}$.

Une équation similaire à l'équation (3.111) a été trouvée par Calvet et al. (1991). Pour calculer la formation des raies de CO dans l'atmosphère des disques détoiles jeunes, ces auteurs utilisent une méthode approchée développée par Strittmatter (1974), qui consiste à supposer qu'il existe deux domaines de longueurs d'onde distincts, un pour le faisceau incident et une autre pour le faisceau réémis. L'équation (18) dans le papier de Calvet et al. (1991) est équivalente à l'équation (3.111). Le τ^0 et le τ définis précédemment correspondent aux $\tau_{\rm S}$ et $\tau_{\rm d}$ de Calvet et al. (1991).

Il faut être conscient que le traitement général suivi dans ce travail, n'implique pas une solution grise. En effet l'équation de transfert de rayonnement est intégrée sur les fréquences, mais aucune approximation grise n'est faite. κ_J^d et χ_J^0 sont a priori différent car correspondent respectivement à l'extinction due à l'absorption et à l'extinction totale. Par conséquent si l'on connait les opacités monochromatiques, ce calcul nous permet de connaître rigoureusement les opacités moyennes.

3.6.2 Effets isolés de la viscosité

Les opacités

Pour le calcul des opacités monochromatiques, j'ai utilisé une table standard d'opacité pour les espèces H_2, H_2^+, H^-, H, H^+ et les électrons, obtenuee en résolvant le système couplé des équations d'équilibres statistiques avec les constantes d'équilibre données par Vardya (1961), ainsi qu'une table d'opacité pour les poussières données par la résolution des équations proposée par Adams (Adams et Shu, 1986).

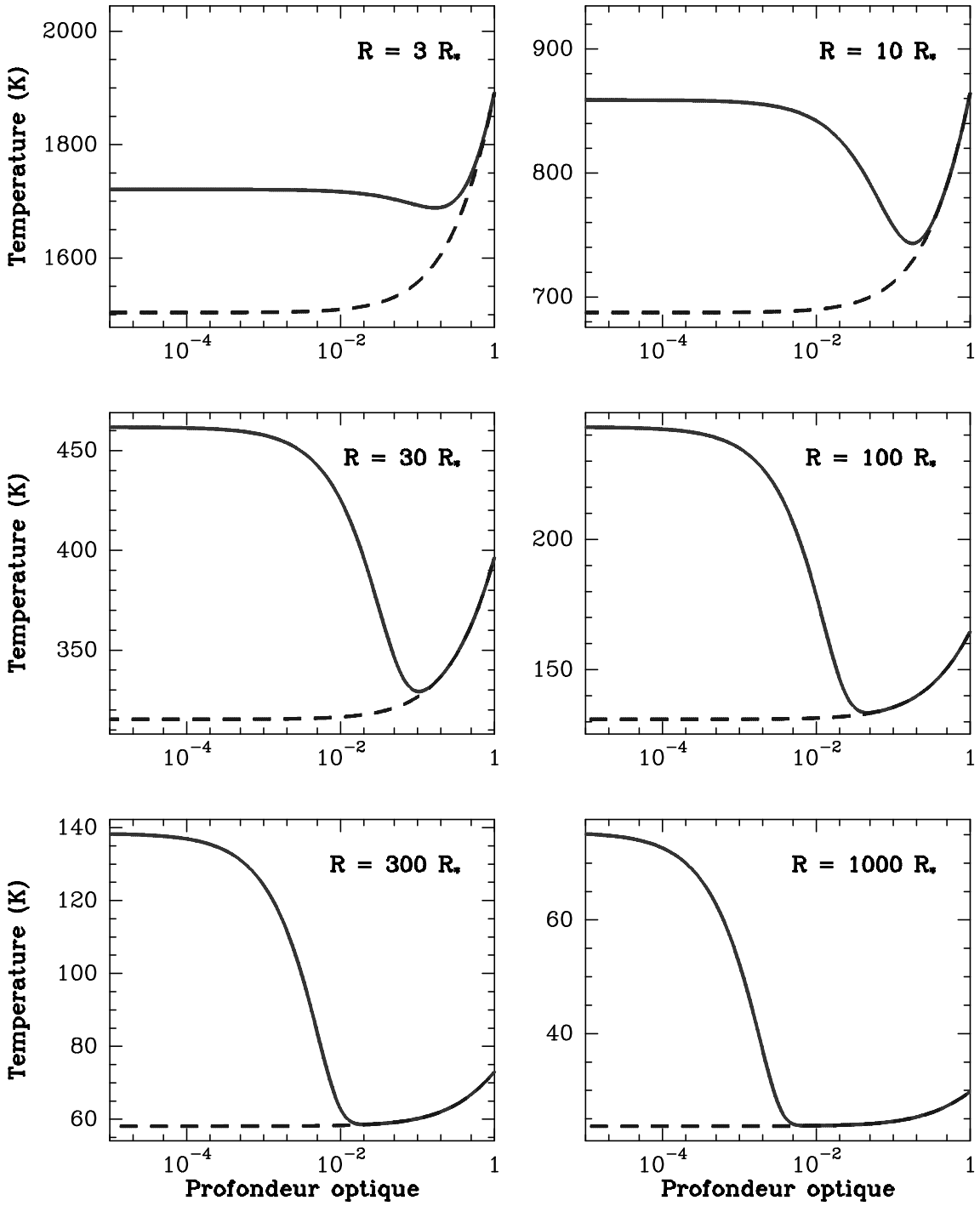

FIG. 3.1 – *Profils verticaux de température dans l'atmosphère d'un disque d'accrétion. Les six traçés correspondent à des rayons de 3, 10, 30, 100, 300 et 1000 R_*. La ligne pointillée représente le profil de température lorsque qu'il n'y a pas de chauffage stellaire.*

Pour rendre le calcul plus rapide, les opacités moyennes de Rosseland dérivées par Lin et Papaloizou (1985) sont utilisées. Elles sont indiquées dans la table 2.1.

Comparaison avec le modèle à une couche

Pour comparer les 2 modèles, il est nécessaire d'examiner ce qui est comparable. Le flux sortant du modèle à plusieurs couches s'écrit :

$$F_\lambda^D(r) \propto \int_0^{\tau_{tot}} \pi B_\lambda(T(\tau(m)))e^{-\tau(m)}d\tau(m). \tag{3.113}$$

Or il est montré (Mihalas, 1978) que dans le cas d'une atmosphère optiquement épaisse, le flux qui domine les autres provient de la couche de profondeur optique $\tau = 2/3$. Par conséquent, il faut examiner la distribution radiale de la température des couches de profondeur optique $\tau = 2/3$. La figure 3.2 représente la distribution de la température dans le modèle à une couche et dans le modèle à plusieurs couches. Dans le modèle à plusieurs couches, les variations de la température sont représentées en fonction du rayon pour la couche supérieure ($\tau = 0$) pour la couche photosphérique ($\tau = 2/3$) et pour la couche centrale ($\tau = \tau_{\rm tot}$).

De même, les écarts entre les flux obtenus par les deux modèles sont principalement dus aux régions optiquement minces. Comme, avec les valeurs des paramètres que l'on a prises, le disque est presque intégralement optiquement épais, la distribution spectrale d'énergie est à peu de choses près la même que celle de la partie (a) de la figure 2.4 du chapitre 2.

Conditions physiques à l'intérieur du disque

La température, la profondeur optique, la densité et la pression sont représentées sur les figures 3.3 et 3.4. La température au milieu du disque est beaucoup plus importante que la température effective. Cette dernière n'a une signification que pour le calcul du flux émergeant. En ce qui concerne la profondeur optique, on s'aperçoit que la forme n'est pas évasée partout. Il en résulte une complication au niveau du chauffage du disque par l'étoile, qui n'est pas abordée dans ce travail, mais qui est traité numériquement par Bouvier, Monin & Malbet (1992). Ces auteurs montrent que le *reprocessing* se concentre au centre du disque et est beaucoup plus important en taille que le chauffage par viscosité.

La température est importante au centre du disque à cause de l'opacité. Aussi peut on se demander si la poussière qui est la principale cause d'opacité est bien uniformément répartie sur toute la hauteur du disque ? Cela n'est possible que si le

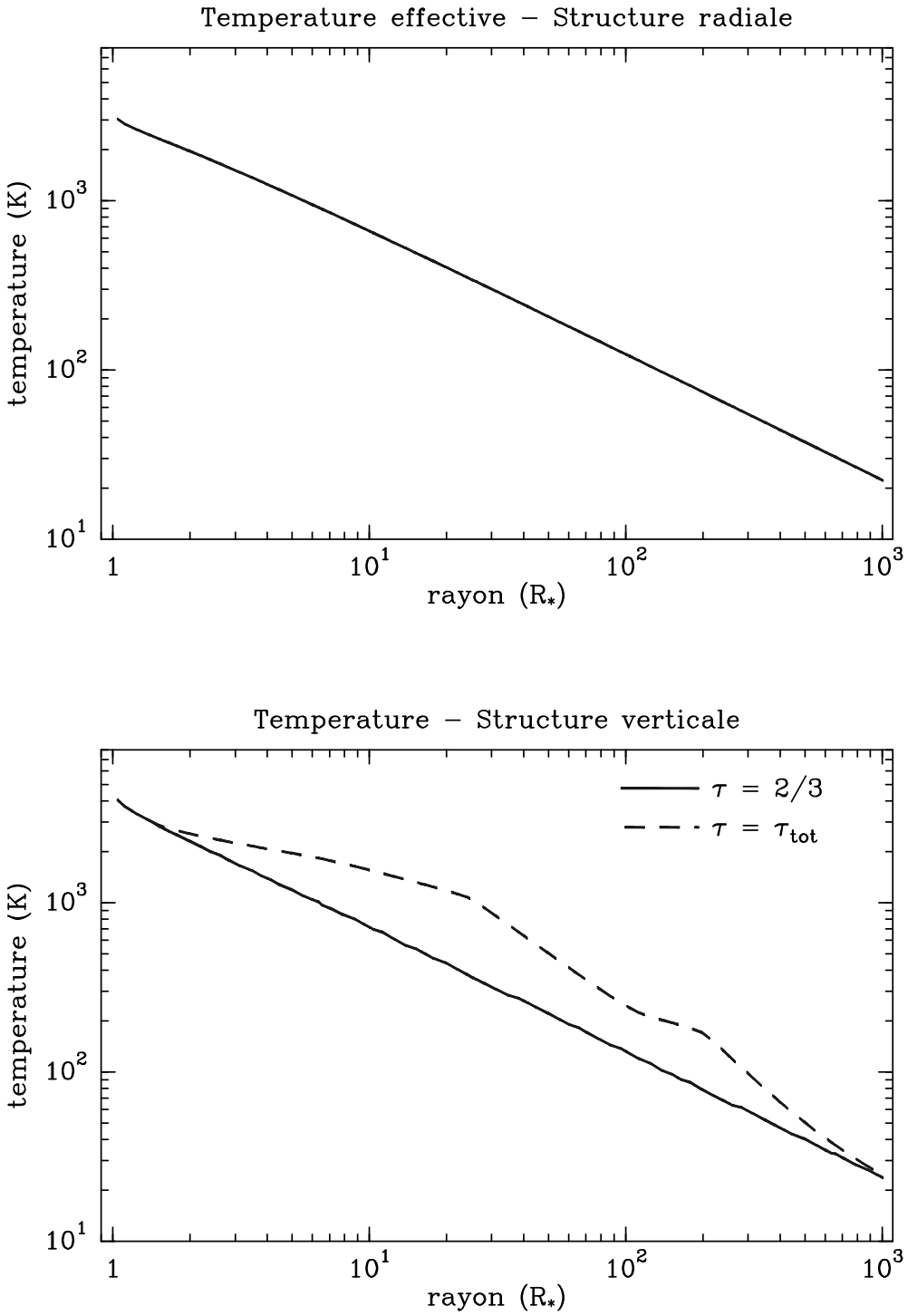

FIG. 3.2 – *Comparaison de la température entre le modèle à une couche (à gauche) et celui à plusieurs couches (à droite). A droite, le trait plein correspond aux régions de profondeur optique 2/3, alors que le trait pointillé correspond à la température au milieu du disque.*

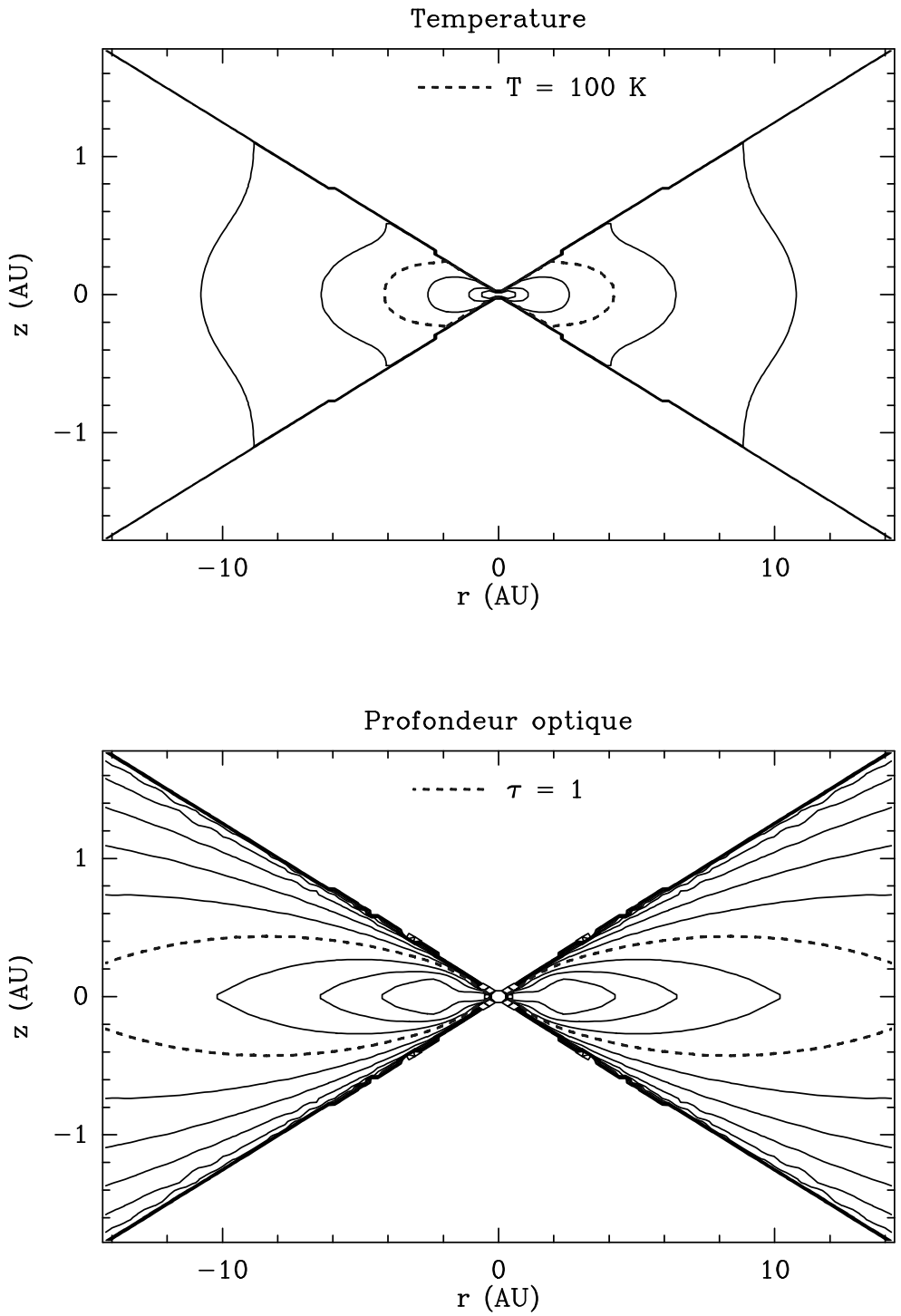

FIG. 3.3 – *La température (T) et la profondeur optique (τ) à l'intérieur du disque. Les échelles spatiales sont linéaires, alors que les échelles des différentes quantités sont logarithmiques (4 contours par décades en température et 2 pour la profondeur optique).*

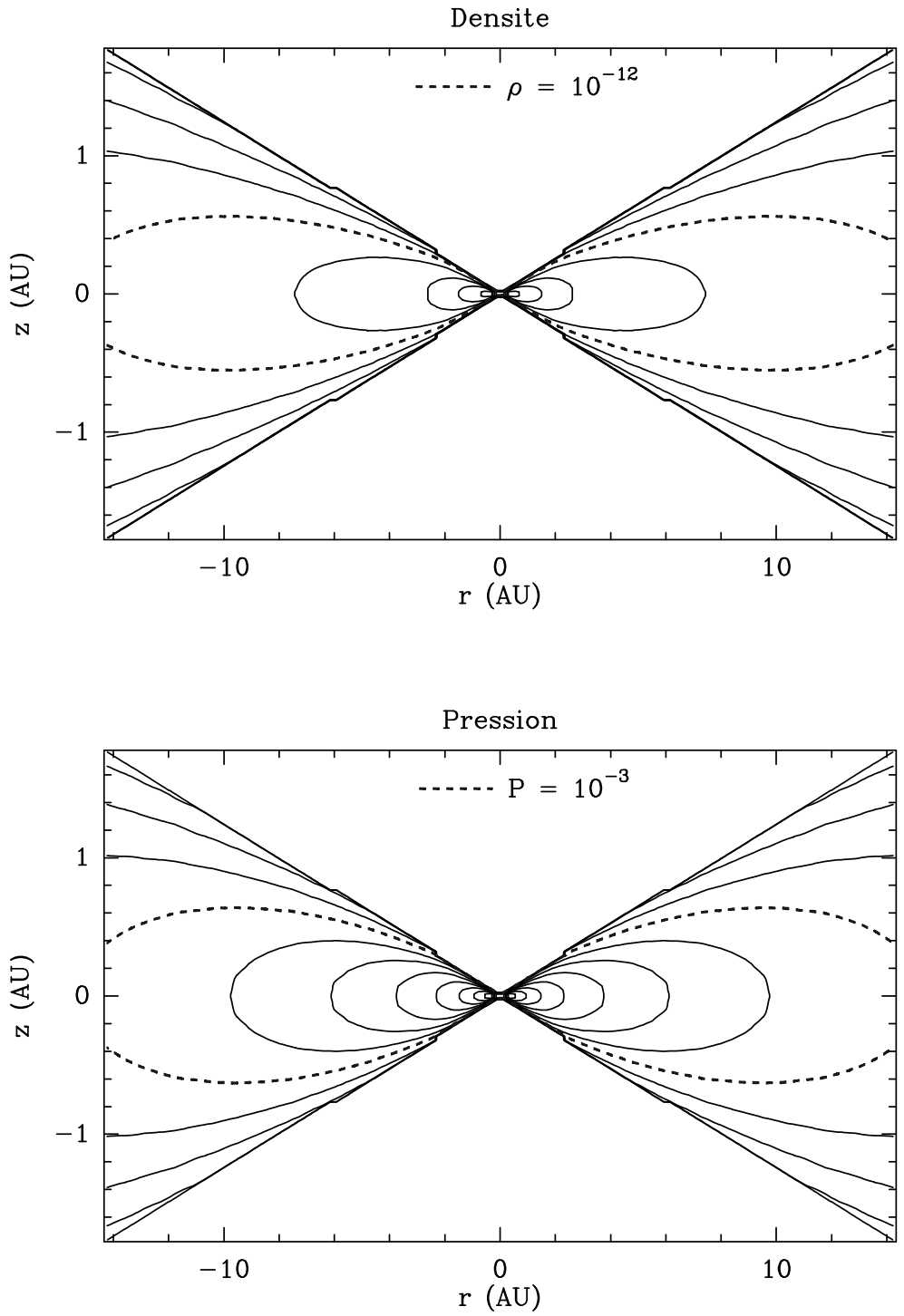

FIG. 3.4 – *La densité (ρ) et la pression (P) à l'intérieur du disque. Les échelles spatiales sont linéaires, alors que les échelles des différentes quantités sont logarithmiques (2 contours par décades).*

disque est convectif. Afin de répondre à cette question, il est nécessaire de calculer le rapport des gradients adiabatique et réel. On en déduit que le disque est convectif si la quantité,

$$\Gamma = (1 - \frac{1}{\gamma})\frac{d\ln P}{d\ln T} \tag{3.114}$$

est supérieure à 1 (γ est le rapport des capacités calorifiques isobare et isochore du gaz). La figure 3.5 montre que le disque est convectif, sauf en des endroits très localisés, et donc nos hypothèses de départ sont correctes.

Si le disque n'était pas convectif, cela signifierait que l'hypothèse de mélange parfait entre le gaz et la poussière est fausse. En effet la poussière étant beaucoup plus lourde que le gaz, elle va se déposer dans le plan équatorial du disque. Par conséquent, le gaz au-dessus du disque fin de poussière est optiquement mince et ne contribue donc plus au flux. Pour calculer le flux dans ces régions, il suffit de prendre le modèle à une couche et de n'utiliser que les opacités de poussière. Cependant dans la zone interne du disque, où la température dans le plan équatorial dépasse la température de sublimation des poussières ($1500K$), il n'y a plus qu'une atmosphère de gaz sans poussière, même à des altitudes où la poussière pourrait exister. En effet si elle était présente, elle sédimenterait et tomberait dans des zones où elle se sublimerait.

3.7 Conclusion

Ce chapitre, important par sa taille, a essayé de faire le tour de la question de la structure verticale d'étoile T Tauri. Le modèle a été développé surtout dans son transfert de rayonnement. Les deux sources d'énergie importantes sont la dissipation visqueuse et le chauffage stellaire.

Le traitement de la viscosité a montré que la structure verticale ne s'éloignait que peu de l'approximation d'Eddington pour les atmosphères stellaires dans les régions où le disque est optiquement épais. Dans le cas où le disque est optiquement mince le traitement en une couche homogène apporte autant d'information que la distribution verticale de la température. Par conséquent le traitement vertical de la température provenant de la dissipation visqueuse de l'énergie peut-être simplifié à l'extrême.

Il n'en est pas de même du chauffage stellaire des différentes couches de l'atmosphère du disque. Il a été montré que l'influence du rayonnement de l'étoile, de par

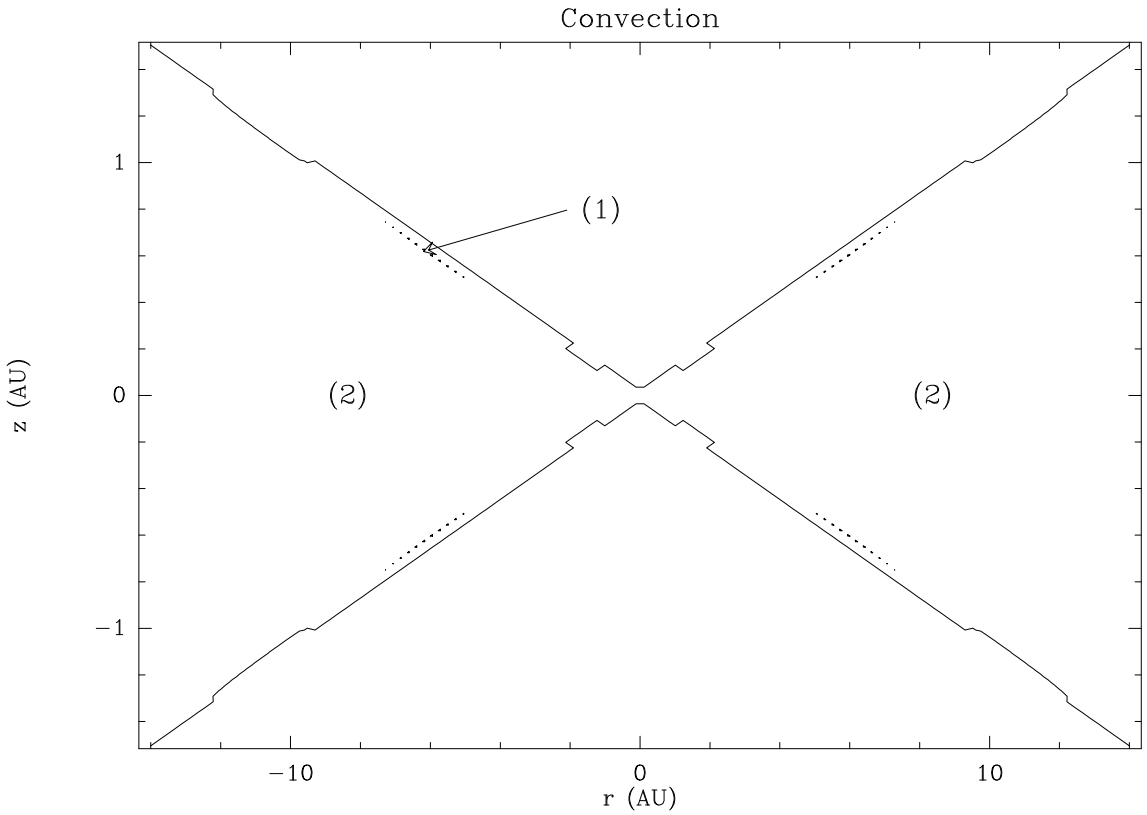

FIG. 3.5 – *Le critère de convection* Γ *dans le disque. La région (1) n'est pas convective. La région (2) est convective.*

sa directivité, était importante pour trois raisons :

- la création d'une chromosphère où le disque peut former des raies en émission,
- la distribution radiale du flux peut ne plus varier en r^{-3}, mais en r^{-2} si le disque est vu presque de profil,
- le flux vu de face n'est pas aussi important que dans le modèle à une couche isotherme toujours à cause du rayonnement rasant de l'étoile.

Ce chapitre a montré comment on pouvait réaliser un modèle de disque à deux dimensions (à trois dimensions si on suppose le disque axisymétrique) et calculer en chaque point de l'espace les conditions physiques régnant dans le disque. Ce peut donc être le point de départ de modèle de lumière diffusée, de modèle de formation de raies ou de simulation hydrodynamique, qui permettraient de mieux connaître la physique des disques de T Tauri.

3.8 Références bibliographiques

Adams, F. C., Shu, F. H. 1986, ApJ, 308, 836 — *Infrared Spectra of Rotating Protostars*

Bouvier, J., Monin, J.-L., Malbet, F. 1992, Conference on *Planetary Systems: Formation, Evolution and Detection*, Pasadena 8-10 December 1992 — *Synthetic images of proto-planetary disks*

Calvet, N., Patiño, A., Magris, C.G., D'Alessio, P. 1991, ApJ, 380, 617 — *Irradiation of Accretion Disks Around Young Objects. I. Near Infrared CO Bands*

Chandrasekhar, S. 1960, in *Radiative Transfer* (New York: Dover)

Feautrier, P. 1964, CR Acad. Sci. Paris, 258, 3189 — *Sur la résolution graphique de l'équation de transfert*

Franck, J., King, A. R., Raine, D. J. 1985, in *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge: University Press)

Hubeny, I. 1990, ApJ, 351, 632 — *Vertical Structure of Accretion Disks: A Simplified Analytical Model*

Lin, D. N. C., Papaloizou, J. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S. Matthews (Tucson: University of Arizona Press), 493 — *On the Dynamical Origin of the Solar System*

Lynden-Bell, D., Pringle, J. E. 1974, MNRAS, 168, 603 — *The Evolution of Viscous Discs and The Origin of the Nebular Variables*

Malbet, F., Bertout, C. 1991, ApJ, 383, 814 — *The vertical structure of T Tauri accretion disks. I. Heating by the central star*

Mihalas, D. 1978, in *Stellar atmospheres* (San Francisco: Freeman)

Shakura, N. I., Sunyaev, R. A. 1973, A&A, 24, 337 — *Black Holes in Binary Systems: Observational Appearance*

Strittmatter, P.A. 1974, A&A, 32, 7 — *X-ray Heating in HZ Her*

Vardya, M.S. 1961, ApJ, 133, 107 — *Physical Atmospheric Parameters for Late-type Stars*

Chapitre 4

Environnement circumstellaire des objets stellaires jeunes

Dans le chapitre 1 nous avons vu que l'environnement des étoiles jeunes était le siège de phénomènes variés : effondrement gravitationnel, accrétion de matière, formation de grains, vents stellaires, flots bipolaires, etc... Cet environnement circumstellaire est donc très riche et propice à l'observation astronomique. Cependant deux problèmes rendent les observations difficiles :

- la résolution spatiale, car les objets stellaires jeunes se situent relativement loin,
- la différence de contraste, car l'étoile centrale est très brillante comparée à l'environnement circumstellaire.

Pour connaître l'instrument à utiliser pour détecter ces structures, il est nécessaire de les modéliser et de simuler des observations.

L'objet de la première section (§4.1) est de calculer les courbes de brillance des disques circumstellaires, suivant leur nature (disque d'accrétion ou disque passif) et suivant le type de rayonnement (thermique ou diffusion). La seconde section (§4.2) traite des différents objets astrophysiques que l'on s'attend à détecter près des étoiles jeunes (disques, binaires, planètoïdes, flots bipolaires,...). Dans la troisième section (§4.3), je passerai en revue les différentes techniques d'observation du milieu circumstellaire proche : la haute résolution angulaire et les observations à forts niveaux de contraste. En conclusion, je résumerai les différents points abordés dans un diagramme résolution-contraste.

4.1 Distribution radiale de brillance des disques circumstellaires

4.1.1 Disques d'accrétion

Pour les disques d'acrétion le flux provenant d'un anneau de rayon r vaut (cf chapitre 2) :

$$F_V(r) = \frac{3GM_*\dot{M}}{8\pi r^3}\left[1-\sqrt{\frac{R_*}{r}}\right]. \tag{4.1}$$

Par conséquent s'il est émis par un disque optiquement épais rayonnant comme un corps noir, alors $F_V = \sigma T_D^4(r)$, et le flux vaut par unité de surface :

$$f_\nu^V = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT_D(r)}-1}. \tag{4.2}$$

Pour les courtes longueurs d'ondes ($\lambda < 5\ \mu$m) et pour des températures inférieures à 3000K (c'est pratiquement toujours le cas, sauf pour les couches limites ou les disques autour d'étoiles Ae/Be de Herbig), on se trouve dans le domaine de Wien du corps noir, et donc

$$f_\nu^V \propto e^{-\beta r^{3/4}}, \tag{4.3}$$

ce qui signifie que la décroissance en fonction du rayon est très rapide. Dans le domaine Rayleigh-Jeans

$$f_\nu^V \propto r^{-3/4}, \tag{4.4}$$

ce qui implique une décroissance beaucoup plus lente.

A l'aide de la formule (4.2) et de

$$T_D(r) = 8500K\left(\frac{M_*}{1\ \mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot}\right)^{-3/4}\left(\frac{\dot{M}}{10^{-7}\ \mathrm{M}_\odot\mathrm{an}^{-1}}\right)\left(\frac{r}{R_*}\right)^{-3/4}\left(1-\sqrt{\frac{R_*}{r}}\right)^{1/4} \tag{4.5}$$

qui donne loin de l'étoile

$$T_D(r) = 150K\left(\frac{M_*}{1\ \mathrm{M}_\odot}\right)\left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot}\right)^{-3/4}\left(\frac{\dot{M}}{10^{-7}\ \mathrm{M}_\odot\mathrm{an}^{-1}}\right)\left(\frac{r}{1\ \mathrm{UA}}\right)^{-3/4}, \tag{4.6}$$

on obtient les abaques de la figure 4.1 qui tracent pour différents types de disques et différentes longueurs d'ondes la distribution radiale de brillance.

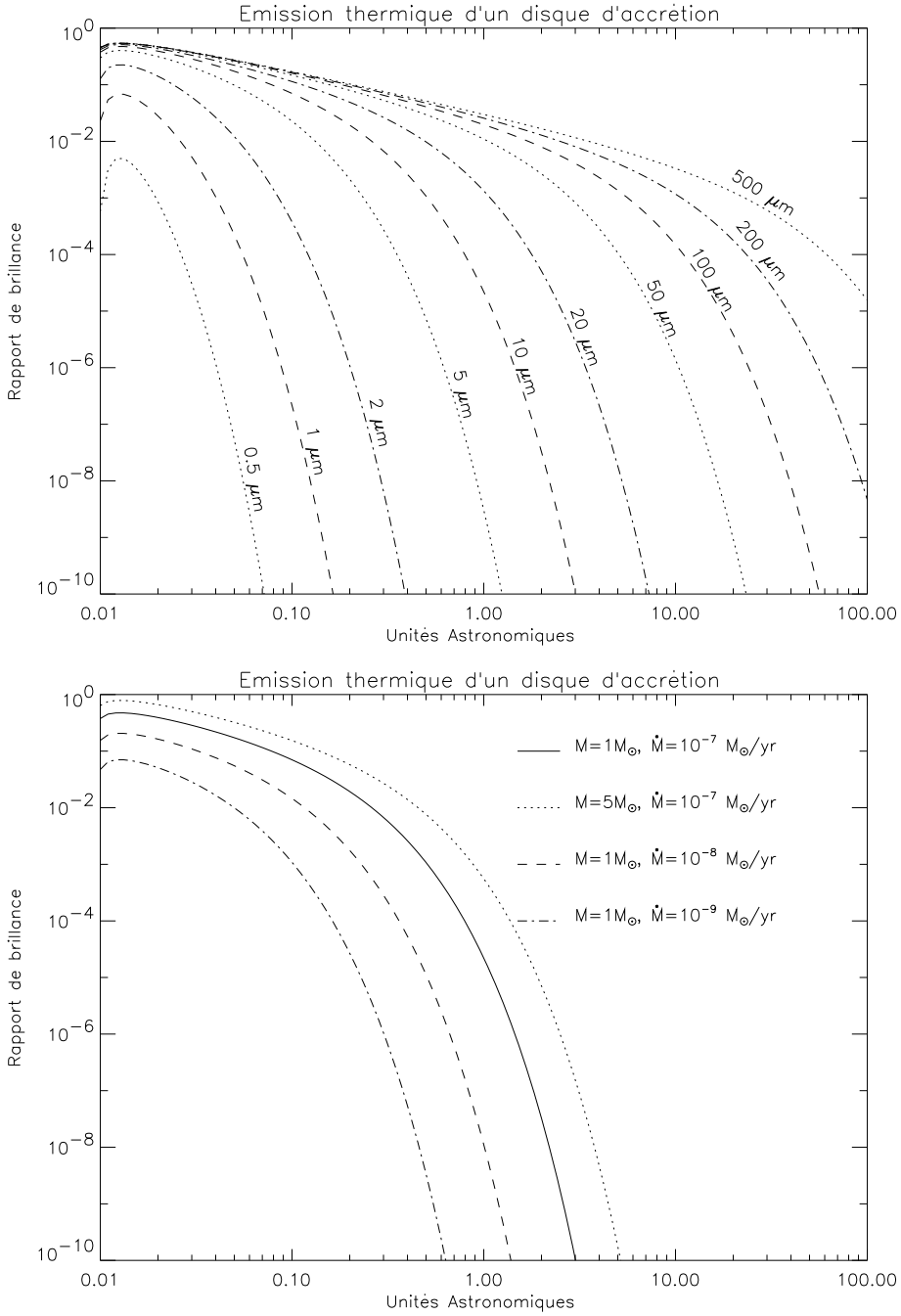

FIG. 4.1 – *En haut : distributions radiales de brillance en fonction de la longueur d'onde d'un disque d'accrétion (émission thermique). Les paramètres adoptés sont caractéristiques d'une étoile jeune ($M = 1\ M_\odot$, $R = 2\ R_\odot$, $T = 4500\ K$, $\dot{M} = 10^{-7}\ M_\odot \mathrm{an}^{-1}$). En bas : idem pour $\lambda = 10\ \mu m$ avec différentes valeurs des paramètres.*

4.1.2 Disques passifs

Supposons que le disque se trouve dans le plan équatorial. D'après le chapitre 2, on trouve que

$$F_{At}(r) = \sigma T_*^4 \frac{1}{\pi} \left[\arcsin \frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{r} \sqrt{1 - (\frac{R_*}{r})^2} \right] \tag{4.7}$$

S'il émet comme un corps noir on a pour le flux émis une relation similaire à celle d'un disque d'accrétion :

$$f_\nu^A = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT_{At}(r)} - 1}. \tag{4.8}$$

Les remarques faites au sujet du disque d'accrétion sont donc encore valables.

On obtient de la même façon les abaques de distributions radiales de brillance (figure 4.2), mais en utilisant la formule

$$T_{At}(r) = T_* \left(\frac{1}{\pi} \left[\arcsin \frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{r} \sqrt{1 - (\frac{R_*}{r})^2} \right] \right)^{1/4} \tag{4.9}$$

ou encore

$$T_{At}(r) = 1.07\ 10^{-2} T_* \left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot} \right)^{3/4} \left(\frac{r}{1\ \mathrm{UA}} \right)^{-3/4}. \tag{4.10}$$

On peut avoir aussi le cas d'une étoile au-dessus d'un disque (cf Z CMa, chapitre 6). Le flux reçu par le disque à une distance r de la projection orthogonale de l'étoile sur le disque est

$$F_{Pt}(r) = \frac{1}{4\pi} \frac{L_*/z^2}{(1 + \frac{r^2}{z^2})^{3/2}}, \tag{4.11}$$

avec $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$ la luminosité de l'étoile et z la distance entre le disque et l'étoile. On a donc une température

$$T_{Pt}(r) = T_* \frac{(R_*/z)^{1/2}}{(1 + \frac{r^2}{z^2})^{3/8}}, \tag{4.12}$$

qui peut s'écrire sous la forme loin de l'étoile

$$T_{Pt}(r) = 1.32\ 10^{-2} T_* \left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{z}{1 R_*} \right)^{1/4} \left(\frac{r}{1\ \mathrm{UA}} \right)^{-3/4} \tag{4.13}$$

La figure 4.3 montre les distributions radiales obtenues avec différents paramètres.

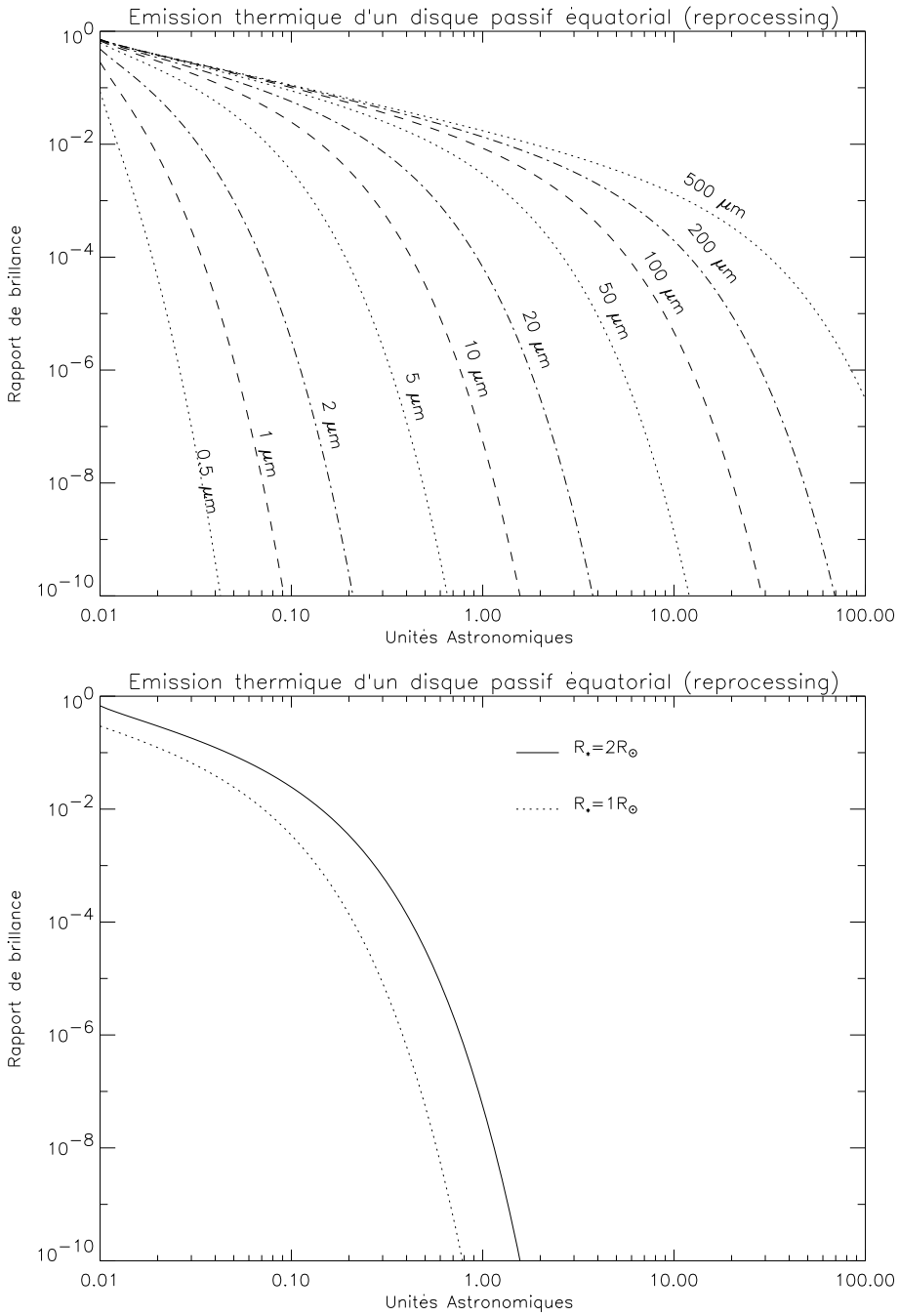

FIG. 4.2 – *En haut : distributions radiales de brillance en fonction de la longueur d'onde d'un disque passif (émission thermique). Les paramètres adoptés sont caractéristiques d'une étoile jeune ($R = 2\ R_\odot$, $T = 4500\ K$). En bas : idem pour $\lambda = 10\ \mu m$ avec différentes valeurs des paramètres.*

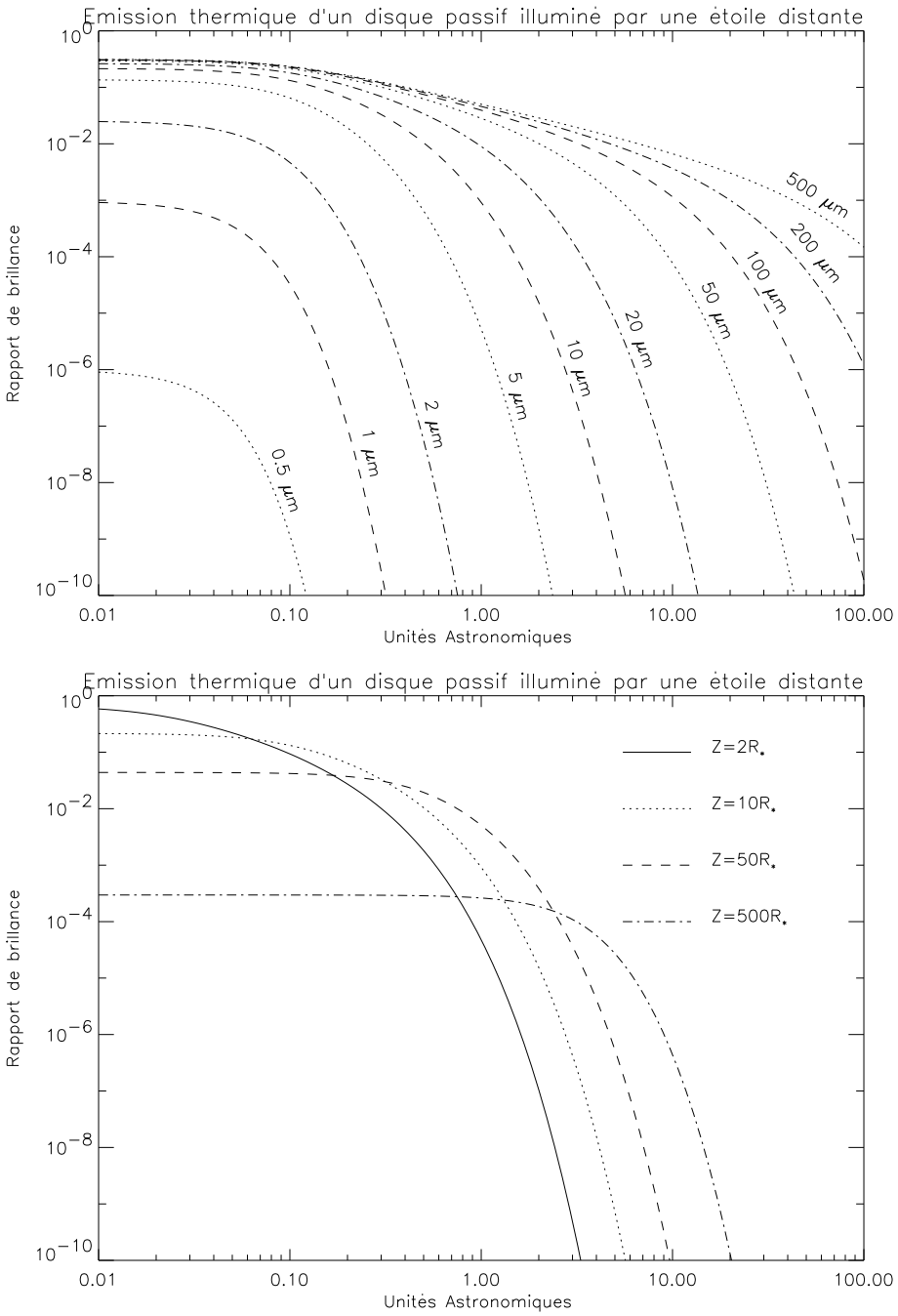

FIG. 4.3 – *En haut : distributions radiales de brillance en fonction de la longueur d'onde d'un disque passif illuminé par une étoile située au-dessus du disque (émission thermique). Les paramètres sont caractéristiques d'une étoile jeune ($R = 2\ R_\odot$, $T = 4500\ K$) avec $z = 10R_*$. En bas : idem pour $\lambda = 10\ \mu m$ avec différentes valeurs de z.*

4.1.3 Diffusion circumstellaire

On peut aussi considérer la diffusion provenant du rayonnement de l'étoile dans les couches supérieures de l'atmosphère du disque. Le changement majeur est la dépendance du flux en longueur d'onde. Le flux est maintenant directement proportionnel au flux de l'étoile, le facteur de proportionnalité valant le facteur de dilution entre l'étoile et l'endroit de la diffusion. On a donc pour une étoile située dans le plan du disque et un albedo (rapport entre la lumière diffusée par la lumière reçue) égal à 1

$$f_\nu^{Ad}(r) = \pi B_\nu(T_*)\frac{1}{\pi}\left[\arcsin\frac{R_*}{r} - \frac{R_*}{r}\sqrt{1-(\frac{R_*}{r})^2}\right], \tag{4.14}$$

et donc loin de l'étoile

$$f_\nu^{Ad}(r) = 4.06\ 10^{-8} B_\nu(T_*)\left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot}\right)^3\left(\frac{r}{1\ \mathrm{UA}}\right)^{-3}. \tag{4.15}$$

Pour une étoile située au-dessus du disque on obtient

$$f_\nu^{Pd}(r) = \pi B_\nu(T_*)\frac{R_*^2/z^2}{(1+\frac{r^2}{z^2})^{3/2}} \tag{4.16}$$

soit loin de l'étoile

$$f_\nu^{Pd}(r) = 1.91\ 10^{-7} B_\nu(T_*)\left(\frac{R_*}{1\ \mathrm{R}_\odot}\right)^2\left(\frac{z}{1\ \mathrm{R}_\odot}\right)\left(\frac{r}{1\ \mathrm{UA}}\right)^{-3}. \tag{4.17}$$

La figure 4.4 trace la variation spatiale des facteurs de dilution (c'est-à-dire sans le facteur $\pi B_\nu(T_*)$) dans les deux cas considérés au-dessus.

Intérêt de faire des cartes de disques

Il semble que le flux provenant du rayonnement des disques soit très faible par rapport au flux stellaire. Cependant l'étoile est non-résolue et donc le flux se dilue dans la réponse impulsionnelle. Si l'étoile est vue sous l'angle solide

$$\Omega_* = \pi\left(\frac{R_*}{d}\right)^2, \tag{4.18}$$

et que la résolution du télescope correspond à un angle solide

$$\Omega_t = \pi\left(1.220\frac{\lambda}{D}\right)^2, \tag{4.19}$$

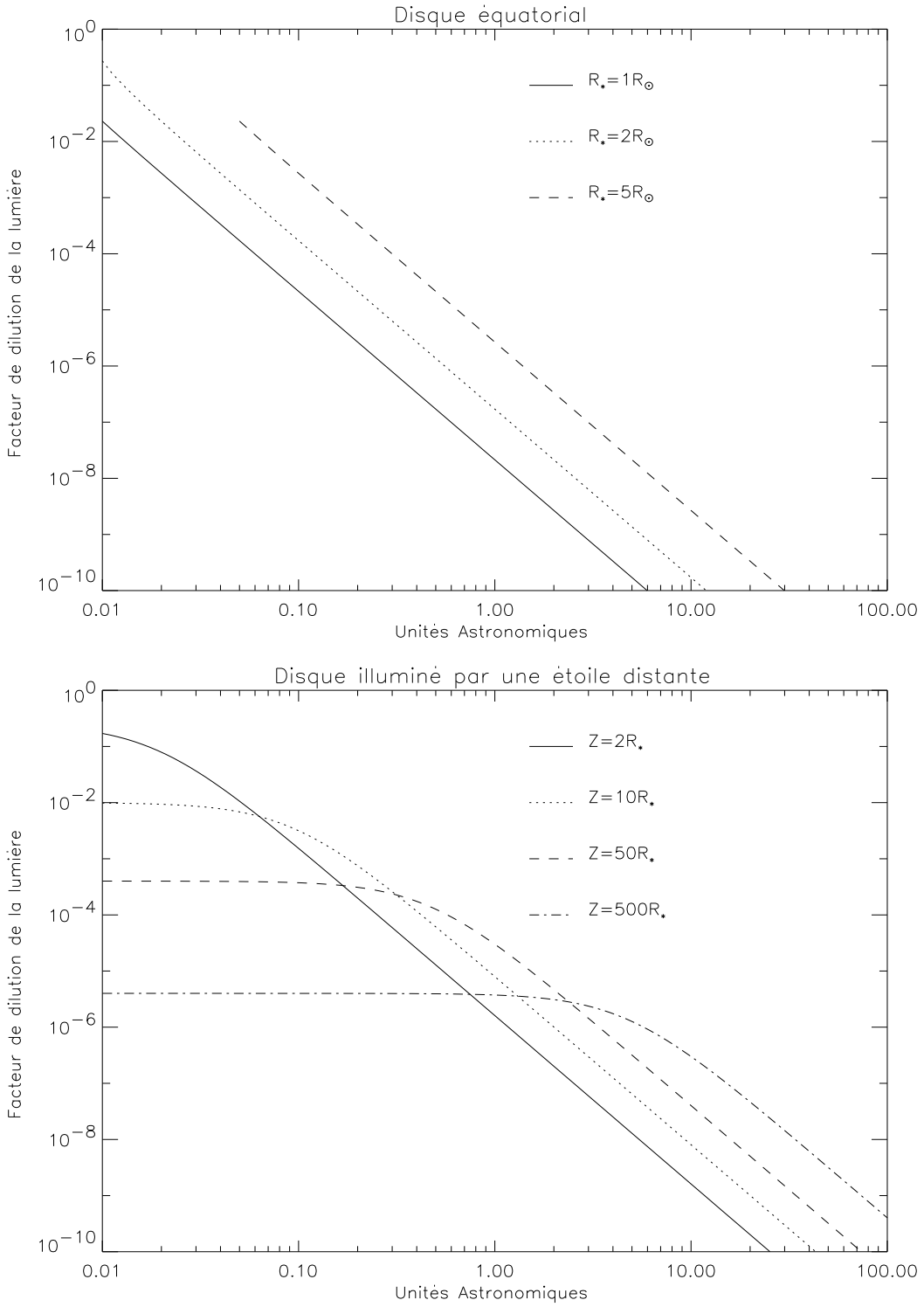

FIG. 4.4 – *En haut : facteur de dilution de la lumière stellaire dans un disque équatorial. En bas : facteur de dilution de la lumière stellaire dans un disque illuminé par une étoile distante.*

correspondant à la limite de la diffraction, alors le facteur de dilution dans la réponse impulsionnelle est de

$$\alpha_d = \frac{\Omega_*}{\Omega_t} = \left(\frac{R_* D}{1.220 \lambda d}\right)^2 . \tag{4.20}$$

Prenons un exemple concret : une étoile de type solaire ($R_* = 1$ R$_\odot$) à $d = 150$ pc correspondant à la distance du nuage de formation d'étoile du Taureau, et un télescope de diamètre $D = 4$ m à $\lambda = 1$ μm. On obtient

$$\alpha_d \approx 1.7\ 10^{-7} \tag{4.21}$$

ce qui est du même ordre de grandeur que le facteur devant $B_\nu(T_*)$ dans les équations (4.15) et (4.17).

On se rend compte qu'en raison des limitations instrumentales (ici la résolution du télescope), il est nécessaire de synthétiser des images de disques à haute résolution spatiale et les convoluer avec la réponse instrumentale du télescope pour prédire les performances réelles des instruments, tant en résolution qu'en sensibilité.

4.2 Le milieu circumstellaire

4.2.1 Les disques

Je parlerai ici surtout des efforts qui ont été fait pour modéliser des disques circumstellaires autour des étoiles jeunes et pour en synthétiser des images.

Ainsi Bertout & Bouvier (1988) ont calculé des images de disques de T Tauri correspondant à la résolution du futur interféromètre européen, le VLTI. Le flux émis est d'origine thermique et les bandes spectrales choisies sont centrées autour de 3.5 μm, 10 μm et 20 μm. La zone résolue est de l'ordre de quelques dizaines de milli-secondes d'arc, pour un disque de rayon 250 UA.

Lazareff et al. (1990) ont fait la même modélisation mais pour des disques émettant de la lumière diffusée dans le proche infrarouge. Les structures sont beaucoup plus vastes (plus de 1000 UA, comprenant une nébuleuse bipolaire) avec la résolution des instruments actuels (limitées par la turbulence atmosphérique).

Ménard (1989) et Bastien & Ménard (1990) ont calculé l'émission polarisée issue d'un disque par une méthode de Monte-Carlo. Cette émission provient de la diffusion multiple de la lumière stellaire dans le milieu circumstellaire, notamment dans un disque et dans une nébuleuse bipolaire. La résolution est aussi limitée par la turbulence atmosphérique. Les observations se font pour l'instant dans le visible.

Malbet, Bouvier & Monin (1992) calculent un modèle de disque réaliste (incluant la structure verticale) comprenant à la fois l'émission thermique et diffusée. Ce calcul est effectué en vue de synthétiser des images permettant d'évaluer les performances de l'interférométrie au sol ou spatial, à courte ou grande longueur d'onde. Ce papier est inséré en annexe.

Le disque de β Pictoris (Smith & Terrile 1984) est un exemple de ce que l'on pourrait détecter autour des étoiles jeunes.

4.2.2 La binarité

Un des apports de la haute-résolution angulaire n'a pas été la découverte de disque circumstellaire, mais la grande proportion de systèmes multiples parmi les étoiles pré-séquence principale. Plusieurs revues font le point sur ce sujet : Zinnecker (1984), Reipurth (1988), Zinnecker (1989),...

Près de la moitié des systèmes jeunes se révèlent être des systèmes doubles, triples ou multiples. La séparation va de quelques dizaines de milli-secondes d'arc à quelques secondes d'arc. Ces binaires peuvent être formées par 4 processus :

- la fragmentation au cours de l'effondrement du nuage,
- la fission de la proto-étoile qui peut expliquer la formation des binaires très serrées,
- la capture si deux proto-étoiles se rencontrent et restent prisonnières l'une de l'autre à cause de la dissipation d'énergie par la viscosité (ce processus est attendu dans le cas des binaires à forte séparation),
- l'évaporation de proto-étoiles hors d'un petit amas stellaire ou de groupe d'étoiles.

Reipurth & Zinnecker (1992) ont montré sur un échantillon de 238 étoiles jeunes qu'observationnellement 16% sont doubles avec des séparations comprises entre 150 UA et 1800 UA. En faisant l'hypothèse que la distribution des demi grands axes des étoiles de la séquence principale est correcte pour les étoiles jeunes, ils ont trouvés que 80-90% des objets stellaires jeunes doivent être doubles. La plupart des binaires découvertes ont un rapport de flux compris entre 0.05 et 1. Cela tient aux limitations instrumentrales, notamment le manque de contraste.

Un échantillon intéressant est celui de Chen et al. (1990) complété par celui de Simon et al. (1991). Il regroupe des systèmes multiples d'étoiles jeunes détectés par occultation lunaire. La séparation s'étage entre 5 millisecondes d'arc et 3 secondes

d'arc. Ces binaires pourront donc être étudiées grâce à des instruments à très haute résolution angulaire.

4.2.3 Les planètoïdes

On s'attend à ce que tout système jeune donne naissance à des planétoïdes formés soit par coalescence des grains de poussières du nuage géniteur, soit par fragmentation. Le système solaire avec 9 planètes en est le premier exemple. Cependant comme aucun autre système planétaire autour d'une étoile n'a été encore détecté, cette affirmation reste pour l'instant à l'état d'hypothèse.

Davies (1980) a fait des estimations de brillance pour un système Soleil-Jupiter à 5 années-lumières. Nous pouvons donc déduire les caractéristiques suivantes pour le même système à 150 pc (distance Terre—nuage du Taureau) :

Séparation : 0.025", ou 25 mas (en incluant les effets aléatoires d'angle de visée),

Etoile : $3\ 10^6$ photons par mètre carré et par seconde ($\lambda < 1\ \mu$m),

Planète : $4\ 10^{-3}$ photons par mètre carré et par seconde ($\lambda < 1\ \mu$m et en prenant une brillance 3 fois moindre que celle correspondant à l'opposition).

Cela fait donc un contraste de 10^9, soit 22 magnitudes de différence qui rend la détection difficile. En fait la détection est moins difficile pour $\lambda > 30\ \mu$m. La figure 4.5 (Black 1980) donne la variation du contraste planète-étoile en fonction de la longueur d'onde, de la distance entre l'étoile et la planète. Les étoiles choisies sont de type spectral A0 (étoile chaude) et K0 (étoile jeune).

On obtient ainsi pour une étoile K0 un contraste de $3\ 10^{-4}$ en infrarouge et de $5\ 10^{-5}$ pour une étoile A0.

4.2.4 Ejection de matière

Il existe un quatrième type de structure spatiale dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Ce sont les jets collimatés. Dans les raies interdites, les jets et autres phénomènes d'éjection sont visibles. Cette éjection de matière est fortement liée à la présence d'un disque. Cabrit et al. (1990) ont observé une corrélation entre l'émission des raies interdites dans les T Tauri (traceur de la présence d'un vent stellaire ou d'un jet) et leur excès infrarouge (traceur de la présence d'un disque). De plus Cabrit & André (1991) ont démontré que la présence d'un flot moléculaire

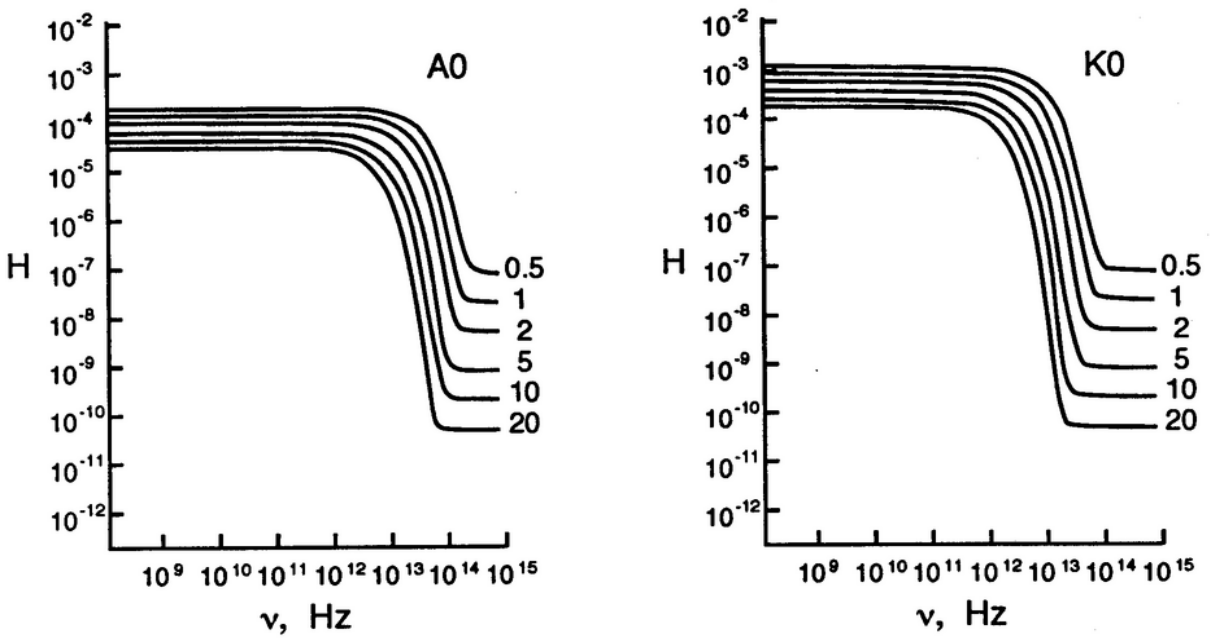

FIG. 4.5 – *Contraste entre une étoile et une planète (d'après Black 1980). Les courbes correspondent à des orbites de 0.5, 1, 2, 5, 10 et 20 UA. A gauche une étoile de type chaud (A0), à droite une étoile de type T Tauri (K0).*

important était lié à la masse du disque. Certains modèles (e.g. Pudritz et al. 1991) tentent d'expliquer la relation disque-jet et le mécanisme accrétion-éjection. La figure 4.6 est un dessin représentant ce que l'on s'attend à détecter autour d'une étoile jeune.

Certains jets ont été découverts par imagerie classique dans les raies [Hα], [SII], [OI], ... (Mundt 1985, 1988). L'extrémité du jet est en général ce que l'on appelle un ¡¡ choc d'étrave ¿¿, *bow shock* en anglais. Le jet n'est souvent pas visible depuis l'étoile jusqu'au bow shock, mais apparaît sous forme de nébulosités, appelées objets de Herbig-Haro. Outre le fait qu'ils aient un aspect spatialement résolu, au moins dans le direction du jet, leur émission est purement localisé dans des raies d'émission. Ils n'ont pas d'émission dans le continu.

4.2.5 Conclusion

Comme il vient d'être décrit, l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes est riche et varié. On le connaît assez bien grâce à des études photométriques, spectroscopiques et grâce à des images CCD. Un des systèmes les plus caractéristiques

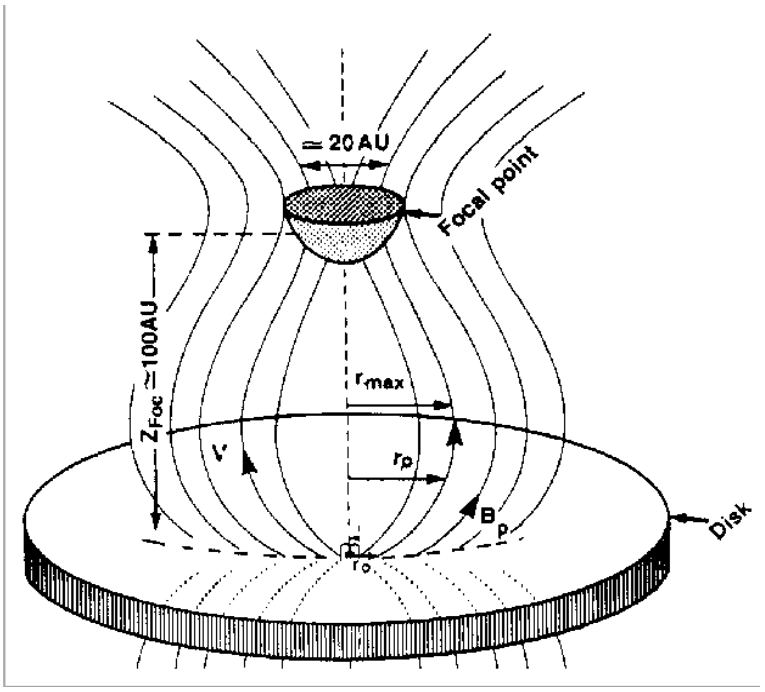

FIG. 4.6 – *Exemple de modèle de jet optique suggéré par Pudritz et al. (1991).*

est celui de HL Tau qui regroupe en son sein des nébulosités et des jets émanant de sources stellaires (cf figure 4.7)

Cependant ce qui nous intéresse est souvent situé plus près de l'étoile, car c'est là que se trouvent les clés de la compréhension de la formation des disques, jets, compagnons et planètes.

4.3 Détection du milieu circumstellaire proche

Pour étudier l'environnement proche des étoiles jeunes, deux problèmes entrent en jeu :

- la résolution spatiale,
- le contraste de cet environnement avec l'étoile.

Le premier point concerne les techniques dites à haute résolution angulaire (HRA) et le second, les techniques coronographiques où l'on essaye de masquer l'étoile centrale pour améliorer les rapports de flux.

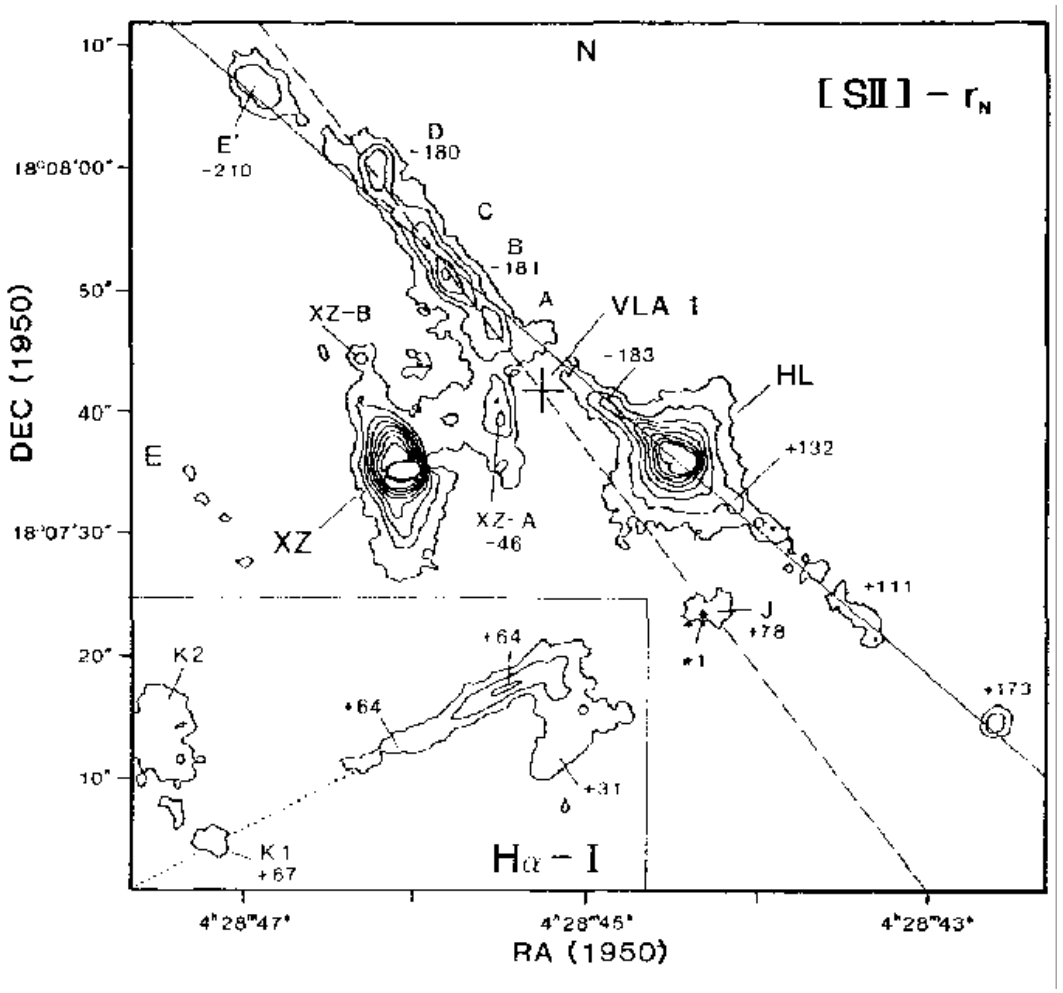

FIG. 4.7 – *L'environnement de HL Tauri dans la raie [SII] (d'après Mundt et al. 1988).*

4.3.1 Haute résolution angulaire

Les techniques de haute résolution angulaire s'emploient à améliorer la résolution spatiale des instruments astronomiques. Ces instruments sont limités par deux facteurs :

- la turbulence atmosphérique,
- la diffraction du télescope.

La limite imposée par la diffraction est une limitation intrinsèque à l'instrument. On ne peut l'améliorer qu'en augmentant la taille de la pupille d'entrée du télescope. Par contre la contrainte due à la turbulence atmosphérique ne dépend pas de l'instrument.

Turbulence atmosphérique

Il y a trois façons de résoudre la limitation due à la turbulence atmosphérique :
- essayer de corriger les effets en différé (interférométrie des tavelures)
- en corriger les effets (optique adaptative)
- en supprimer les effets (astronomie spatiale).

Evidemment la solution la plus simple et la plus efficace est la troisième. Cependant elle est coûteuse et les deux premières techniques ont montré ces dernières années qu'elles étaient concurrentielles.

Interférométrie des tavelures

L'interférométrie des tavelures, appelée encore tavelographie ou speckle (qui vient du terme anglais *speckle interferometry*), est née dans les années 1970 sous l'impulsion de Labeyrie. La nature tavelée de la lumière a été mise en évidence et il a été montré que l'information complète qui peut être donnée par le télescope en l'absence d'atmosphère est présente dans les petites taches que révéle une image à court temps de pose. Si I_0 est la distribution d'intensité incidente en dehors de l'atmosphère, et si T est la fonction de transfert de modulation de l'atmosphère et du télescope (c'est-à-dire celle du télescope perturbée par la turbulence atmosphérique), alors l'intensité de la lumière reçue s'exprime par la relation de convolution

$$I = I_0 * G, \text{ avec } G = \hat{T}. \tag{4.22}$$

Le signe ˆ correspond à une transformée de Fourier. On a donc

$$\langle|\widehat{I}(u,v)|^2\rangle = |\widehat{I}_0(u,v)|^2\langle|T(u,v)|^2\rangle. \tag{4.23}$$

en moyennant sur un ensemble d'images à court temps de pose. Roddier (1979, 1981) expliquant comment les images se forment en astronomie, a montré que T avait une fréquence de coupure égale à celle du télescope, même si les hautes fréquences spatiales sont atténuées. Par conséquent on obtient $|\widehat{I}_0^{\text{est}}|$, une estimation du module de la transformée de Fourier de l'intensité incidente, en calculant sur un domaine de fréquences spatiales inférieures à la fréquence de coupure du télescope, la quantité définie :

$$|\widehat{I}_0^{\text{est}}(u,v)| = \left[\frac{\langle|\widehat{I}_{\text{obs}}(u,v)|^2\rangle}{\langle|\widehat{I}_{\text{PSF}}(u,v)|^2\rangle}\right]^{1/2} \tag{4.24}$$

avec I_{obs} l'intensité de l'objet observé, et I_{PSF} l'intensité d'une étoile ponctuelle de référence destinée à estimer la fonction de transfert instantanée de l'intrument et

de l'atmosphère. Diverses techniques permettent de retrouver la phase (e.g. triple corrélation, Weigelt 1989) et finalement on peut reconstruire l'objet observé à la limite de la diffraction du télescope. Cette méthode a permis d'obtenir de très nombreux résultats, mais est difficile à mettre en œuvre, car il faut des temps de pose élémentaire inférieurs au temps caractéristique de la turbulence (10 msdans le visible en moyenne). Elle nécessite donc de nombreuses acquisitions et l'utilisation de long temps de calcul.

Optique adaptative

Le principal avantage de l'optique adaptative est d'opérer en temps réel. Le faisceau lumineux provenant de l'objet à observer possède un front d'onde plan avant la traversée de l'atmosphère. Les différences d'indices de l'atmosphère dues à des gradients de température déforment le front d'onde. La taille des déformations est reliée à celle des cellules de turbulence de l'atmosphère. Le télescope prélève une partie de ce faisceau lumineux pour l'analyser. L'analyseur de front d'onde relève les déformations du front d'onde et les communique à un ordinateur qui calcule les déformations à appliquer à un miroir situé sur le trajet de la lumière pour ôter les perturbations du front d'onde original. C'est donc une boucle d'asservissement qui permet d'obtenir un faisceau lumineux exempt de toute perturbation atmosphérique. Une caméra placée au foyer receuillera une image limitée par la seule diffraction du télescope.

L'optique adaptative a bien sûr ses limitations propres. Comme les pertubations atmosphériques sont chromatiques, l'optique adaptative corrige plus facilement dans l'infrarouge. Il faut une cinquantaine d'actuateurs sur le miroir déformable et une cinquantaine de points d'échantillonage pour l'analyseur de front d'onde à $\lambda = 2$ μm pour un télescope de 4m de diamètre. Il en faut 800 à $\lambda = 0.5$ μm. De la même façon la bande passante augmente d'un facteur 4 et l'angle d'isoplanétisme (angle jusqu'où la correction reste valable) diminue d'un facteur 4. Le lecteur est invité à consulter Kern (1990) et Rigaut (1992) pour plus de détails sur cette technique.

Astronomie spatiale

Il n'y a plus de problème de turbulence atmosphérique, mais pour des raisons matérielles la taille des télescopes spatiaux reste limitée (2m de diamètre pour le Télescope Spatial Hubble).

TAB. 4.1 – *Résolution d'un télescope en fonction de sa taille et de λ en secondes d'arc (") ou en milli-seconde d'arc (mas). Le chiffre donné entre parenthèse donne la valeur en UA (ou en $R_\odot$) pour un objet situé à 150 pc.*

λ	$D = 4$ m		$D = 8$ m		$D = 20$ m	
(μm)	arcsec	(UA)	arcsec	(UA)	arcsec	(UA)
0.1	0.003	(1)	0.0035	(0.5)	0.0013	(0.2)
0.5	0.03	(5)	0.015	(2)	0.006	(1)
1	0.07	(10)	0.035	(5)	0.013	(2)
5	0.3	(50)	0.15	(20)	0.06	(10)
10	0.7	(100)	0.35	(50)	0.13	(20)
50	3	(500)	1.5	(200)	0.6	(100)
100	7	(1000)	3.5	(500)	1.3	(200)
500	30	(5000)	15	(2000)	6	(1000)

λ	$D = 100$ m		$D = 500$ m		$D = 2$ km	
(μm)	mas	(UA)	mas	(UA)	mas	($R_\odot$)
0.1	0.25	(0.04)	0.05	(0.008)	0.013	(0.5)
0.5	1.3	(0.2)	0.25	(0.04)	0.06	(2)
1	2.5	(0.4)	0.5	(0.08)	0.13	(5)
5	13	(2)	2.5	(0.4)	0.6	(20)
10	25	(4)	5	(0.8)	1.3	(50)
50	130	(20)	25	(4)	6	(1 UA)
100	250	(40)	50	(8)	13	(2 UA)
500	1300	(200)	250	(40)	60	(10 UA)

La diffraction de l'instrument

La résolution d'un télescope de diamètre D limitée par la diffraction vaut

$$1.220\frac{\lambda}{D}. \tag{4.25}$$

Elle est inversement proportionnelle au diamètre du télescope. La table 4.1 donne la valeur de la résolution d'un télescope en fonction de sa taille et de la longueur d'onde, en secondes d'arc sur le ciel et en UA pour une étoile située à 150 pc.

On s'aperçoit que les télescopes de 8m, comme ceux du VLT sont insuffisants pour atteindre une résolution proche du rayon stellaire et pour détecter la couche limite entre un disque d'accrétion et l'étoile. Cependant s'il n'est pas réaliste de construire des télescopes de taille supérieure à 20 m, il est tout à fait possible de faire interférer les faisceaux de télescopes placés à 200 m les uns des autres. Ce sont les interféromètres astronomiques. Les deux grands projets actuels sont le VLTI européen qui aura une ligne de base maximale de 200 m et le Keck Interferometer américain. Il est même envisageable de construire des interféromètres avec une ligne de base supérieure au kilomètre, notamment sur la lune (cf. conférence ESA sur l'interférométrie spatiale en octobre 1992).

Conclusion

Il y a une trentaine d'années, la résolution des instruments astronomiques au sol semblait limitée par la turbulence atmosphérique en deçà de 10 μm, c'est-à-dire 1 à 2 secondes d'arc (150 à 300 UA), équivalente à la résolution d'un télescope de 20 cm dans le visible.

Heureusement les techniques actuelles permettent d'espérer atteindre des résolutions de l'ordre de 10 mas soit 1.5 UA pour des étoiles situées dans le nuage du Taureau, avec des télescopes de la classe des 10 mètres. Grâce à l'interférométrie multi-télescope, une résolution de 0.1 mas (resp. 0.015 UA ou 4 $R_\odot$) est désormais envisageable dans les 20 ans à venir. A plus longue échéance avec l'interférométrie lunaire nous pourrons peut-être atteindre des résolutions permettant de résoudre le diamètre d'une étoile jeune.

4.3.2 Hauts niveaux de contraste

Il ne faut cependant pas oublier les problèmes de sensibilité. En effet résoudre une étoile T Tauri nécessite une très grande sensibilité. Avec des résolutions raisonnables il est envisageable de séparer l'étoile et une partie de son environnement. Il reste le problème de fort contraste. Peut-on extraire d'une image le signal provenant d'un disque ou d'une planète ? Cela dépend fortement de la largeur de la réponse impulsionnelle du télescope.

Images limitées par la turbulence atmosphérique

La fonction de transfert est proportionnelle à

$$B_0(w)T(w) \tag{4.26}$$

avec

$$B_0(w) = e^{-3.44\left(\frac{w}{r_0}\right)^{5/3}} \tag{4.27}$$

où r_0 est le paramètre de Fried, qui indique à peu près la taille des cellules turbulentes, et T est la fonction de transfert du télescope. Il n'y a pas de réponse impulsionnelle analytique correspondante. On approxime généralement la tache image par une gaussienne telle que la largeur à mi-hauteur est égale à $1.22\lambda/r_0$. r_0 varie en $\lambda^{6/5}$ et une valeur typique est 10 cm pour $\lambda = 0.5$ μm, ce qui donne une résolution de $1.2''$. Par conséquent le rapport des flux (inverse du contraste) entre le centre de l'étoile et un point de la gaussienne varie en

$$\Gamma(\theta,\lambda) = \exp\left[-\left(\frac{\theta}{1''}\right)^2\left(\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}}\right)^{2/5}\right] \tag{4.28}$$

Pour des distances supérieures à quelques secondes d'arc, le contraste est limité par une fonction en $1/\theta^2$, comme dans le cas limité par la diffraction (cf. paragraphe suivant).

Un procédé classique pour améliorer le contraste est de cacher l'étoile sous un masque (Smith & Terrile 1984). Cela s'appelle la coronographie stellaire.

Images limitées par la diffraction d'un télescope

La forme de l'image diffractée est communément appelée la tache d'Airy. Le rapport des flux (inverse du contraste) attendu aura donc la même expression :

$$\Gamma(\theta,\lambda) = \left[\frac{2J_1(\pi x)}{\pi x}\right]^2 \tag{4.29}$$

avec

$$x = 1.0\left(\frac{\theta}{0.05''}\right)\left(\frac{D}{4m}\right)\left(\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}}\right)^{-1}. \tag{4.30}$$

En théorie on a donc un contraste maximal (et même infini) sur les anneaux sombres de la tache d'Airy. En fait, à ces endroits, on est limité par les différents bruits des

détecteurs et par la saturation du détecteur sur le pixel brillant. On peut dire que le contraste est inférieur à l'enveloppe des maximas, soit donc

$$\Gamma(\theta,\lambda) < 0.05 \left(\frac{\theta}{0.05''}\right)^{-2} \left(\frac{D}{4m}\right)^{-2} \left(\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}}\right)^{2} \tag{4.31}$$

pour

$$\theta > 0.03'' \left(\frac{D}{4m}\right) \left(\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}}\right)^{-1}. \tag{4.32}$$

On peut aussi augmenter le contraste entre l'objet brillant et l'objet faible en insérant un masque coronographique qui cache les premiers anneaux de la tache d'Airy. Ceci est présenté au chapitre 5.

Cas de l'interférométrie multi-télescope

Lorsque l'on considère un interféromètre à deux télescopes, l'intensité résultante est une teinte plate si l'étoile est non-résolue et se situe sur l'axe optique. L'intensité de cette teinte plate peut varier entre 0 (différence de marche égale à π modulo 2π, interférences destructives) et l'intensité totale captée par les 2 télescopes (différence de marche égale à 0 modulo 2π, interférences constructives). Un objet situé hors de l'axe, créera des franges dont le contraste est proportionnel au rapport du flux de cet objet par le flux de l'étoile centrale. Par conséquent (1) en mode *interférences destructives* la dynamique de l'instrument sera infinie et (2) en mode *interférences constructives* elle sera minimum. Le cas (1) est donc le plus favorable, mais est difficile à obtenir car il faut que le pointage de l'étoile sur l'axe de l'interféromètre soit trés précis. De plus il faut que la différence de marche soit asservie sur 0 de façon parfaite. Dans le cas d'un interféromètre constitué de plusieurs télescopes l'estimation de la dynamique est plus difficile à chiffrer. On peut cependant affirmer qu'elle sera toujours comprise entre celle d'un interféromètre à deux télescopes et celle d'une ouverture compacte de diamètre, la plus longue base de l'interféromètre. Dans ce dernier cas on retrouve le cas de la diffraction sur un télescope circulaire, traité dans le paragraphe précédent.

4.4 Diagramme contraste — résolution

En conclusion, j'ai décidé de représenter sur un même diagramme les contrastes et dimensions des phénomènes physiques attendus autour des étoiles jeunes (§4.2)

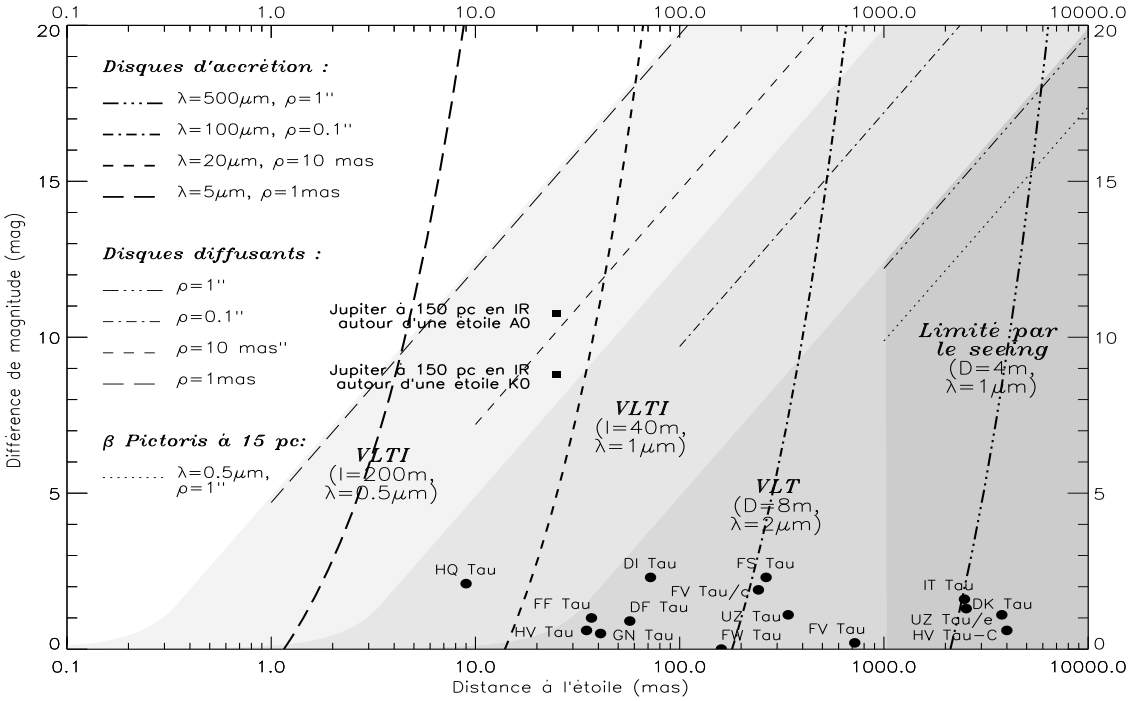

FIG. 4.8 – *Diagramme contraste-résolution résumant l'emploi des différentes techniques pour détecter l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes (voir texte pour détail).*

et les performances en terme de résolution et de contraste des instruments à haute-résolution angulaire (§4.3). Le diagramme est présenté dans la figure 4.8.

Les zones grisées correspondent aux domaines accessibles avec les instruments indiqués sur la figure. Le domaine limité par le *seeing* est limité vers les hautes résolutions spatiales par une courbe dont on ne connait pas l'expression analytique simple dans le plan image. Pour la résolution des interféromètres, j'ai considéré un plan pupille correspondant à une ouverture circulaire de diamètre la plus longue base de l'interféromètre.

Les courbes données pour les disques (d'accrétion ou diffusants) dépendent de la

résolution pour laquelle elles sont tracées. C'est pourquoi il est indiqué la longueur d'onde (λ)et la résolution (ρ).

On peut donc conclure en insistant sur le fait que le domaine d'étude de l'environnement des étoiles jeunes nécessite des instruments à haute résolution angulaire.

4.5 Références bibliographiques

Bastien P., Ménard F. 1990, ApJ, 364, 232 — *Parameters of Disks around Young Stellar Objects from Polarization Observations*

Black, D.C. 1980, Space Sci. Rev., 25, 35 — *In search of other planetary systems*

Bertout, C., Bouvier, J. 1988,in NOAO-ESO Conference on *High-Resolution Imaging by Interferometry*, ed. F. Merkle, 69 — *Interferometric Imaging of protoplanetary Disks around Young Stars*

Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S.E., Strom, K.M. 1990, ApJ, 354, 687 — *Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars: evidence for accretion-driven mass loss?*

Cabrit, S., André, P. 1991, ApJ, 379, L25 — *An observationnal connection between circumstellar disk mass and molecular outflows*

Chen, W. P., Simon, M., Longmore, A. J., Howell, R. R., Benson, J. A. 1990, ApJ, 357, 224 — *Discovery of five Pre-main sequence Binaries in Taurus*

Davies, D.W. 1980, Icarus, 42, 145 — *Direct imaging of planetary systems around nearby stars*

Kern, P. 1990, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Optique adaptative et grands télescopes*

Labeyrie, A. 1970, A&A, 6, 85 — *Attainment of diffraction-limited resolution in large telescopes by Fourier analysing speckle patterns in star images*

Lazareff, B., Pudritz, R. E., Monin, J-L. 1990, ApJ, 358, 170 — *Infrared Images of Protostellar Accretion Disks: Theoretical Models*

Malbet, F., Bouvier, J., Monin, J.-L. 1992, in ESA Colloquium *Targets for Space-Based Interferometry*, ed S. Volonté, 13-16 October 1992 — *Imaging circumstellar disks around young stars by multi-aperture interferometry*

Ménard, F. 1989, Thèse de l'Université de Montreal — *Etude de la polarisation causée par des grains dans les enveloppes circumstellaires denses*

Mundt, R. 1985, in *Protostars and Planets II*, eds D.C. Black & M.S.Matthews (Tucson: Universy of Arizona Press), 414 — *Highly Collimated Mass Outflows*

from Young Stars

Mundt, R. 1988, in NATO-ASI on *Formation and Evolution of Low-Mass Stars*, eds A.K. Dupree & M.V.T.T. Lago (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 257 — *Flows and Jets from Young Stars*

Mundt, R., Ray, T. P., Bührke, T. 1988, ApJ, 333, L69 — *A Close Association of Five Jet and Outflow Sources in the HL Tauri Region*

Pudritz, R.E., Pelletier, G., Gomez de Castro, A.I. 1991, in NATO-ASI on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds C.J. Lada & D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 539 — *The physics of disk winds*

Reipurth, B. 1988, in NATO-ASI on *Formation and Evolution of Low-Mass Stars*, eds A.K. Dupree & M.V.T.T. Lago (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 305 — *Pre-Main Sequence Binaries*

Reipurth, B., Zinnecker, H. 1992, A&A, submitted — *Visual binaries among pre-main sequence stars*

Rigaut, F., 1992, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Applications de l'optique adaptative en astronomie*

Roddier, F. 1979, J.Opt. (Paris), 10, 299 — *The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy*

Roddier, F. 1981, Prog. in Opt., ed E. Wolf (Amsterdam: North-Holland), XIX, 281 — *The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy*

Simon, M., Chen, W.P., Howell, R.R., Benson, J.A., Slowik, D. 1991, ApJ, 384, 212 — *Multiplicity among the young stars in Taurus*

Smith, B., Terrile, R. 1984, Science, 226, 1421 — *A Circumstellar Disk Around β Pictoris*

Weigelt, G. 1989, in NATO-ASI on *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*, eds D. M. Alloin & J.-M. Mariotti (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 191 — *Speckle masking, speckle spectroscopy, and optical aperture synthesis*

Zinnecker, H. 1984, Astrophys. Space Sci., 99, 41 — *Binary statistics and star formation*

Zinnecker, H. 1989, in ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed B. Reipurth (Garching: ESO) — *Pre-Main Sequence Binaries*

Chapitre 5

La coronographie à haute résolution angulaire

5.1 Introduction

La coronographie a été inventée dans les années 1930 par Lyot (Lyot 1930, 1931, 1939) pour étudier la couronne solaire en dehors des éclipses. En effet, auparavant, la couronne solaire, un million de fois moins lumineuse que la photosphère, n'était visible que quelques minutes par an. Les coronographes de Lyot, constitués d'un disque métallique occulteur, ont permis d'observer tout au long des années les raies d'émission de la couronne dans les premiers 100000 km (0.1 $R_\odot$) de la limbe solaire. Depuis de nombreux scientifiques se sont penchés sur le montage de Lyot pour améliorer le taux de réjection des coronographes (Evans 1948 ; Newkirk & Bohlin 1963 ; Fort, Morel & Spaak 1978 ; Koutchmy & Belmahdi 1987).

Ce n'est que très récemment que des astronomes ont essayé d'appliquer cette méthode à l'observation de l'environnement des étoiles. Le problème principal est le manque de résolution spatiale des instruments et la très faible luminosité de l'environnement stellaire. C'est pourquoi on a longtemps pensé qu'une observation coronographique stellaire n'était possible qu'à partir de l'espace où la résolution spatiale est limitée par la diffraction du télescope et où il existe un vide important qui supprime la présence de particules diffusantes. La construction du coronographe stellaire est une nécessité pour faire de l'imagerie directe de planètes se situant en dehors du système solaire. Des travaux ont été menés à propos de la *Faint Object Camera* du Télescope Spatial. Le but essentiel de cet instrument est de découvrir des planètes circumstellaires autour des étoiles proches (Bonneau, Josse & Labeyrie

1975). Breckinridge, Kuper & Shack (1982) ont proposé aussi une caméra coronographique pour le Télescope Spatial. Des recherches plus spéculatives ont été menées par Watson et al. (1991) pour étudier l'utilisation de coronographes de Lyot avec des télescopes à large ouverture sur la lune.

En 1984, un coronographe constitué d'un réticule dans un plan focal, a permis de détecter un disque circumstellaire autour de l'étoile β Pictoris (Smith et Terrile, 1984). Ce résultat montre que l'on peut atteindre aussi de hauts niveaux de contraste à partir du sol, notamment pour détecter des disques protoplanétaires. Plus récemment Beuzit et al. (1990) ont utilisé des masques placés dans le plan focal d'une caméra infrarouge pour détecter des naines brunes. La grande limitation de ces instruments est le manque de résolution spatiale et le brouillage des images à cause de la turbulence atmosphérique. On tend donc maintenant à réduire les effets de l'atmophère au sol. Clampin et al. (1992) ont ainsi présenté un coronographe optimisé pour s'adapter sur le télescope NTT (New Technology Telescope) de l'ESO à la Silla au Chili.

Pour détecter une planète distante d'une unité astronomique d'une étoile située à un parsec, il faut une résolution spatiale d'une seconde d'arc. La résolution moyenne des instruments actuels est aussi de l'ordre d'une seconde d'arc, ce qui est très insuffisant pour nombre d'étoiles situées à plusieurs parsecs, voire même plusieurs dizaines ou centaines de parsecs de la Terre. La sensibilité de centrage de l'objet sur le masque coronographique et l'étendue des tavelures sur les images font que les méthodes de haute résolution angulaire avec traitements des données *a posteriori* ne sont pas adaptées à la coronographie. En revanche, la méthode *Shift and Add* utilisée en temps réel avec un miroir de basculement, et les systèmes d'optique adaptative, peuvent donner un nouvel essor à la coronographie stellaire. Un coronographe muni d'une correction en temps réel des mouvements dûs à la turbulencee atmosphérique a été construit et testé par une équipe américaine (Clampin et al. 1991)

L'optique adaptative s'est révélée extrèmement performante dans les longueurs d'ondes infrarouges (Rigaut et al. 1991), atteignant une résolution limitée par la diffraction, inférieure à 0.2". Parallèlement une équipe américaine a décidé de mettre en œuvre un système d'optique adaptative dédié à la coronographie. Pour l'instant aucun résultat n'a été encore communiqué, mais la construction est en cours (Durrance & Clampin 1989). Après correction, le faisceau optique est très stable et disponible pour un traitement coronographique traditionnel. C'est la solution que j'ai adopté pour le prototype d'optique adaptative COME-ON. Le coronographe est inséré dans la voie imagerie du banc d'optique (Malbet 1992a,b)

J'aborderai dans un premier temps (§5.2) la formation des images dans un coronographe de Lyot, pour y étudier l'influence de la diffraction. Puis (§5.3), des simulations numériques illustreront les performances. Ensuite je décrirai le coronographe de COME-ON et les premiers résultats (§5.4).

5.2 Formation des images à travers un coronographe de Lyot

Un coronographe est un appareil optique dans lequel on peut appliquer la théorie des cascades des systèmes optiques (Papoulis 1986, Rataj 1984).

Lyot (1930) a montré qualitativement l'intérêt du filtre de Lyot placé dans un plan pupille après le masque coronographique. Noll (1973) a quantifié l'apport du filtre de Lyot pour l'intensité sur l'axe dans le cas où il n'y a pas de masque coronographique. Wang & Vaughan (1988) ont proposé une approximation pour calculer l'intensité dans le plan focal avec un filtre de Lyot.

Mon intention est de dériver les équations exactes qui donnent la distribution d'intensité à la fois dans le plan focal final, mais aussi dans le plan pupille où se situe le filtre de Lyot, pour quantifier son influence. Il n'existe malheureusement pas de solution analytique et les performances (§5.3) seront évaluées de façon numérique.

5.2.1 Principe optique

Un télescope forme l'image d'un objet situé à l'infini sur un détecteur, placé dans un plan focal. Le coronographe le plus simple est constitué d'un masque localisé au foyer du télescope dans le faisceau optique. Lyot a remarqué que l'efficacité était plus grande si le faisceau optique était légèrement diaphragmé dans un plan pupille après l'occultation. Un coronographe de Lyot est donc constitué d'un masque focal occulteur et d'un diaphragme pupillaire. La figure 5.1 représente le schéma optique d'un coronographe de Lyot. Une lentille située en aval du masque occulteur permet de former l'image de la pupille sur le diaphragme (appelé diaphragme de Lyot ou filtre de Lyot). Une deuxième lentille forme l'image finale sur un détecteur situé au foyer du montage. Ainsi le masque coronographique et le détecteur se trouvent dans des plans conjugués. Il en est de même de l'ouverture du télescope et du filtre de Lyot.

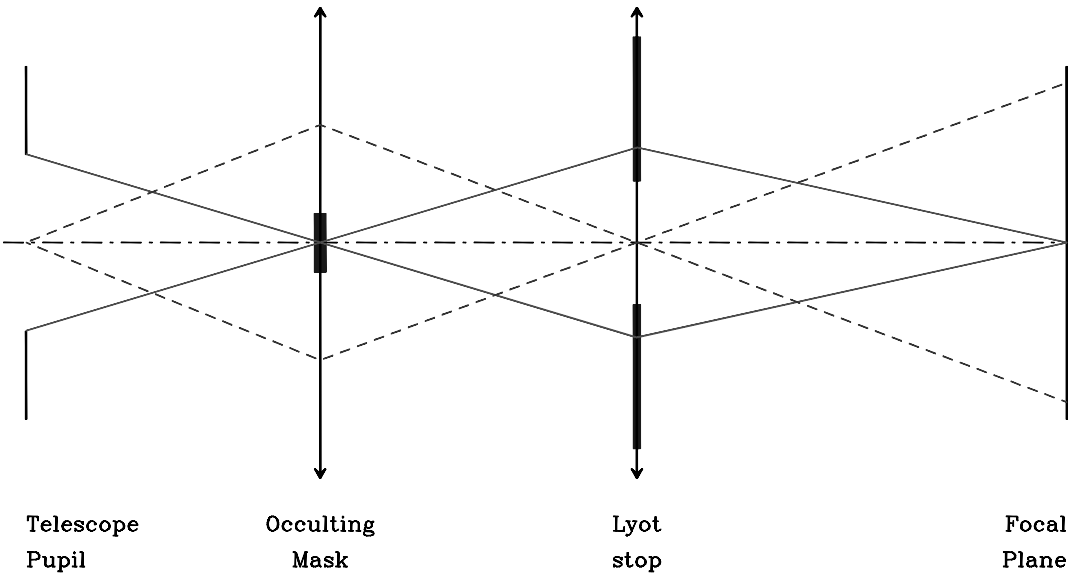

FIG. 5.1 – *Parcours optique d'un coronographe de Lyot.*

5.2.2 Calcul des amplitudes instantanées

L'amplitude du rayonnement atteignant le masque occulteur du plan focal est le résultat de la convolution de l'amplitude incidente provenant de l'objet par la réponse impulsionnelle du télescope, $G_T(\mathbf{\Theta})$:

$$\psi^{\mathrm{m}}(\mathbf{\Theta}) = G_T(\mathbf{\Theta}) * \psi_0(\mathbf{\Theta}), \tag{5.1}$$

où le vecteur position est exprimé en unités de taille angulaire : $\mathbf{\Theta} = (\theta_x,\theta_y)$. Par conséquent l'amplitude qui résulte après le masque occulteur est $\psi^{\mathrm{m}}(\mathbf{\Theta})$ multiplié par $\mathrm{II}_M(\mathbf{\Theta})$ la fonction de transfert du masque. L'amplitude sur le détecteur vaut donc :

$$\psi(\mathbf{\Theta}) = G_L(\mathbf{\Theta}) * \{\mathrm{II}_M(\mathbf{\Theta})\,[G_T(\mathbf{\Theta}) * \psi_0(\mathbf{\Theta})]\}\,, \tag{5.2}$$

avec $G_L(\mathbf{\Theta})$ la réponse impulsionnelle du masque de Lyot. En inversant les intégrales des deux opérations de convolution nous obtenons finalement

$$\psi(\mathbf{\Theta}) = \int d\mathbf{\Theta}'\psi_0(\mathbf{\Theta}')\mathcal{G}(\mathbf{\Theta}';\mathbf{\Theta}), \tag{5.3}$$

avec

$$\mathcal{G}(\mathbf{\Theta}';\mathbf{\Theta}) = \int d\mathbf{\Theta}_1\; G_L(\mathbf{\Theta}-\mathbf{\Theta}_1)\,\mathrm{II}_M\,(\mathbf{\Theta}_1)G_T(\mathbf{\Theta}_1-\mathbf{\Theta}'). \tag{5.4}$$

L'amplitude dans le plan pupille, où se trouve le filtre de Lyot, est la transformée de Fourier de l'amplitude du rayonnement après la traversée du masque focal :

$$\psi^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}) = \hat{\mathrm{II}}_M(\boldsymbol{f}) * [\Pi_T(\boldsymbol{f})\hat{\psi}_0(\boldsymbol{f})], \tag{5.5}$$

où Π_T est la fonction pupille du télescope (la transformée de Fourier de G_T), et $\hat{\Pi}_M$ est la transformée de Fourier du masque. On définit :

$$\boldsymbol{f} = (u,v) \tag{5.6}$$

les coordonnées de fréquence spatiale. On peut écrire alors :

$$\psi^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}\,)) = \int d\boldsymbol{\Theta}'\psi_0(\boldsymbol{\Theta}')\mathcal{K}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{f}\,), \tag{5.7}$$

avec

$$\mathcal{K}(\boldsymbol{\Theta}\,;\boldsymbol{f}\,) = \int\, d\boldsymbol{\Theta}'\,\Pi_M\,(\boldsymbol{\Theta}')G_T(\boldsymbol{\Theta}'-\boldsymbol{\Theta}\,)e^{-i2\pi\boldsymbol{\Theta}'.\boldsymbol{f}}. \tag{5.8}$$

On a donc formulé les distributions d'amplitude sous forme de produit de ¡¡ convolution ¿¿. Il nous reste à calculer les intensités.

5.2.3 Calcul de la distribution d'intensité

L'intensité est définie comme $I = \langle\psi\psi^*\rangle$.

Dans le cas où le rayonnement incident est cohérent,

$$\langle\psi_0(\boldsymbol{\Theta}_1)\psi_0^*(\boldsymbol{\Theta}_2)\rangle = \psi_0(\boldsymbol{\Theta}_1)\psi_0^*(\boldsymbol{\Theta}_2); \tag{5.9}$$

par conséquent nous obtenons respectivement dans le plan focal et dans le plan de Lyot :

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\Theta}\,) &= \psi(\boldsymbol{\Theta}\,)\psi^*(\boldsymbol{\Theta}\,), && (5.10)\\ &\quad \text{avec } \psi(\boldsymbol{\Theta}\,) = \int d\boldsymbol{\Theta}'\psi_0(\boldsymbol{\Theta}')\mathcal{G}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{\Theta}\,), && (5.11)\\ I^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}\,) &= \psi^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}\,)\psi^{\mathrm{L}*}(\boldsymbol{f}\,), && (5.12)\\ &\quad \text{avec } \psi^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}\,) = \int d\boldsymbol{\Theta}'\psi_0(\boldsymbol{\Theta}')\mathcal{K}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{f}\,). && (5.13)\end{aligned}$$

Dans le cas où le rayonnement incident est incohérent,

$$\langle\psi_0(\boldsymbol{\Theta}_1)\psi_0^*(\boldsymbol{\Theta}_2)\rangle = I_0(\boldsymbol{\Theta}_1)\delta(\boldsymbol{\Theta}_1-\boldsymbol{\Theta}_2), \tag{5.14}$$

par conséquent nous obtenons respectivement dans le plan focal et dans le plan de Lyot :

$$\begin{aligned} I(\boldsymbol{\Theta}\,) &= \int d\boldsymbol{\Theta}'I_0(\boldsymbol{\Theta}')\mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{\Theta}\,), && (5.15)\\ &\quad \text{avec } \mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{\Theta}\,) = |\mathcal{G}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{\Theta}\,)|^2\,, && (5.16)\\ I^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f}\,) &= \int d\boldsymbol{\Theta}'I_0(\boldsymbol{\Theta}')\mathcal{H}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{f}\,), && (5.17)\\ &\quad \text{avec } \mathcal{H}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{f}\,) = |\mathcal{K}(\boldsymbol{\Theta}';\boldsymbol{f}\,)|^2\,. && (5.18)\end{aligned}$$

5.2.4 Réponse impulsionnelle du coronographe

La notion de réponse impulsionnelle utilisée en optique de Fourier n'est pas valide dans le cas d'un coronographe. L'intensité finale n'est pas le produit de convolution de l'intensité incidente par une réponse impulsionnelle car la fonction de transfert de modulation (FTM) n'est pas invariante par translation. En effet, une étoile ponctuelle n'aura pas la même intensité sur le détecteur si elle se trouve sur l'axe du masque coronographique ou hors axe ; c'est même ce qui fait l'intérêt d'un système coronographique : faire ressortir certaines parties de l'image et principalement celles qui ont un faible flux.

Si l'objet à observer est une étoile ponctuelle, dont la distribution d'intensité est $I_0(\mathbf{\Theta}) = I_0\delta(\mathbf{\Theta} - \bar{\mathbf{\Theta}})$, alors

$$I(\mathbf{\Theta}) = I_0\mathcal{F}(\bar{\mathbf{\Theta}}\,;\mathbf{\Theta}) \tag{5.19}$$

Par conséquent $\mathcal{F}(\mathbf{\Theta}';\mathbf{\Theta})$ est la *réponse impulsionnelle* associée à la direction angulaire $\mathbf{\Theta}'$. Il n'existe pas une unique réponse impulsionnelle, mais une réponse impulsionnelle pour chaque direction du ciel. Cet ensemble de réponses impulsionnelles, $\mathcal{F}(\mathbf{\Theta}';\mathbf{\Theta})$, est facilement calculable en remarquant que c'est l'image d'une source ponctuelle dans chaque direction à travers le coronographe, c'est-à-dire la réponse impulsionnelle du télescope seul masquée par le masque focal et convoluée par la réponse impulsionnelle du filtre de Lyot.

En terme d'échantillonage discret, si la position sur le détecteur est repérée par un couple d'entier (i,j), nous avons :

$$I_{i,j} = \sum_{k,l} I_{0k,l}F_{k,l,i,j}, \tag{5.20}$$

$F_{k,l,i,j}$ est le tenseur à 4 dimensions associé à la fonction de transfert du système. Pour estimer l'intensité incidente originelle, il faut connaître le tenseur F et l'inverser.

Pour comprendre l'intérêt du filtre de Lyot, nous nous plaçons maintenant dans les plans pupilles conjugués. L'effet de la diffraction sur l'intensité d'une étoile centrée sur l'axe du masque focal, est de convoluer la distribution de l'intensité dans la pupille par la réponse impulsionnelle du masque dans le même plan pupille. Comme l'intensité est discontinue sur les bords de la pupille, cela implique une surintensité (Bonneau et al. 1975, Labeyrie 1985). Pour une étoile non-centrée sur le masque, celui-ci n'a pratiquement aucun effet ou est négligeable. Par conséquent la distribution de l'intensité dans le plan pupille n'est pas modifié. Le masque de Lyot supprime les fréquences spatiales où interviennent les surintensités de l'étoile

brillante située au centre sans trop modifier la distribution de l'intensité de l'objet intéressant situé en dehors du masque. La taille du filtre de Lyot doit être adaptée à la taille du masque focal de telle sorte qu'il cache une portion de la pupille de dimension égale à la largeur de la réponse impulsionnelle du masque. Se reporter à la figure 5.3.

5.2.5 Conclusion

La formation des images se déroule dans les mêmes conditions dans un coronographe que dans un simple instrument d'optique. Cependant l'introduction du masque coronographique brise l'invariance de la fonction de transfert du système. La réponse impulsionnelle dépend alors de la direction d'observation. L'opération de convolution est remplacée par la multiplication par un tenseur d'ordre 4, qui représente la ¡¡ *fonction de transfert* ¿¿ du coronographe.

Il est à noter que le filtre de Lyot n'est nécessaire que pour atténuer la discontinuité au bord de la pupille qui a une largeur inversement proportionnelle à la taille du masque. Grossièrement si le masque est grand devant la résolution (largeur à mi-hauteur de la réponse impulsionnelle du télescope) alors la surintensité sur les bords de la pupille est fine et peut être supprimée en utilisant un filtre de Lyot légèrement plus petit que la pupille. C'est le cas des coronographes solaires traditionnels. Dans le cas où le masque a une taille de l'ordre de grandeur de la résolution, alors la surintensité a une largeur de l'ordre du rayon de la pupille et il n'est pas possible de la supprimer sans diminuer considérablement la taille du filtre de Lyot. Il en résulte une réduction de la résolution du coronographe. Dans les coronographes à haute résolution angulaire, la taille du masque est comparable à la taille de la tache de diffraction du télescope et donc l'usage du filtre de Lyot n'est pas conseillé (cf figure 5.2)

Dans la section suivante, les performances vont être discutées en fonction de la taille du masque et de celle du masque de Lyot, ainsi qu'en fonction de la résolution du télescope.

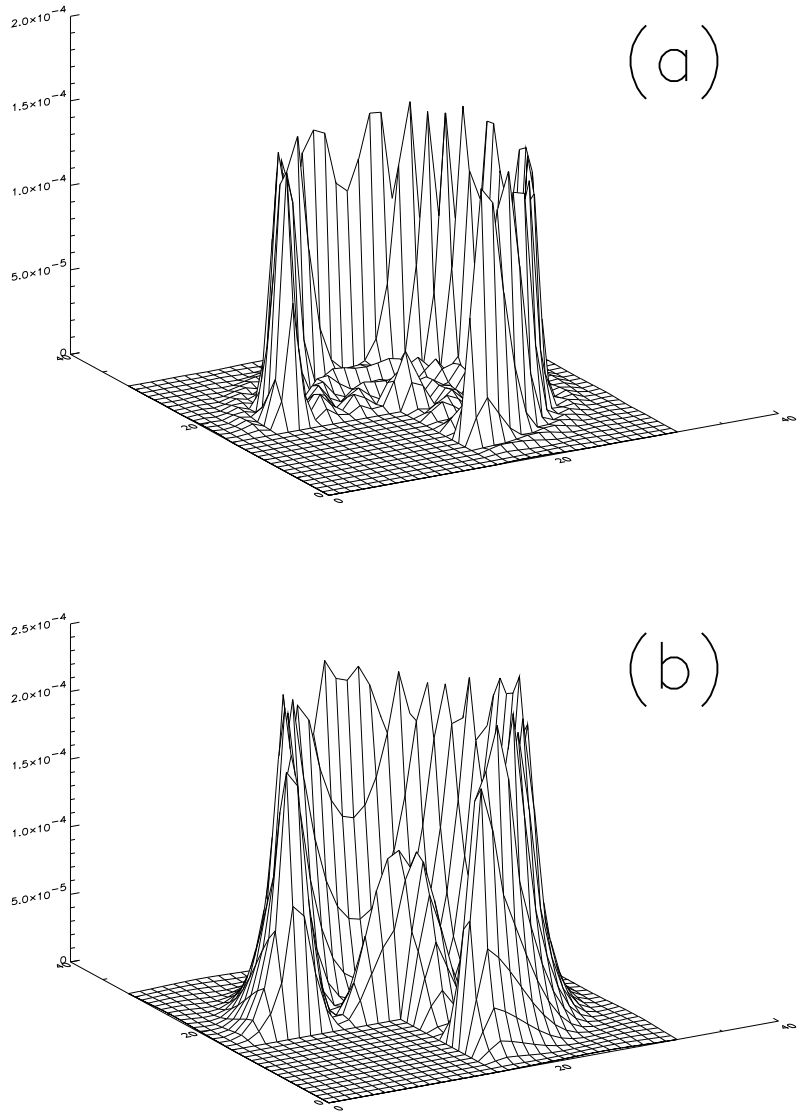

FIG. 5.2 – *Comparaison entre deux types de coronographe : (a) taille du masque grande devant la résolution (3 anneaux sombres d'Airy), (b) taille du masque de l'ordre de grandeur de la résolution (1 anneau sombre d'Airy). Les quantités représentées sont les distributions d'intensité dans le plan pupille qui suit directement le masque occulteur. On s'aperçoit que la surintensité, due à la diffraction de la lumière sur le masque, est nettement plus localisée sur les bords de la pupille dans le cas (a) que dans le cas (b). Par conséquent un filtre de Lyot ne sera efficace que dans le cas (a).*

TAB. 5.1 – *Expression mathématique des différentes fonctions de transfert et des différentes réponses impulsionelles.*

Localisation	Plan focal	Plan pupille
Pupille du télescope	$G_T(\boldsymbol{\Theta}) = J_1(\pi f_c \theta)/\sqrt{\pi}\theta$ (normalisé)	$\Pi_T(\boldsymbol{f}) = \begin{cases} 2/\sqrt{\pi} f_c & \text{si } \rho < f_c/2 \\ 0 & \text{si } \rho > f_c/2 \end{cases}$
Plan du masque	$\Pi_M(\boldsymbol{\Theta}/\theta_m) = \begin{cases} 0 & \text{si } \theta < \theta_m \\ 1 & \text{si } \theta > \theta_m \end{cases}$	$\hat{\Pi}_M(\boldsymbol{f}) = \delta(\boldsymbol{f}) - \theta_m\, J_1(\pi\theta_m\rho)/2\rho$
Plan de Lyot	$G_L(\boldsymbol{\Theta}) = \alpha f_c J_1(\pi\alpha f_c\theta)/2\theta$	$\Pi_L(\boldsymbol{f}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho < \alpha f_c/2 \\ 0 & \text{si } \rho > \alpha f_c/2 \end{cases}$

$$\text{avec } \theta = ||\boldsymbol{\Theta}|| = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2} \text{ et } \rho = \sqrt{u^2 + v^2}$$

5.3 Performances attendues

5.3.1 Intensités dans le cas d'un télescope circulaire

Dans cette section, nous appliquons les résultats de la section précédente dans un cas simple. Les intensités sont obtenues à la fois dans le plan de Lyot, $I^{\mathrm{L}}(\boldsymbol{f})$ et dans le plan focal de détection, $I(\boldsymbol{\Theta})$. Notre but est connaître la dépendance de ces quantités en fonction de la taille du masque et de quantifier l'influence du filtre de Lyot.

Nous avons pris le cas d'une pupille d'entrée circulaire de fréquence de coupure f_c, d'un masque coronographique dont le diamètre angulaire sur le ciel est θ_m, et d'un filtre de Lyot de fréquence de coupure αf_c (avec $\alpha > 0$). De plus nous supposons que les grandissements sont tous égaux à 1. Les fonctions de transfert et les réponses impulsionnelles définies dans la section précédente ont alors les expressions qui sont indiquées dans la table 5.1. La figure 5.3 montre les distributions d'intensité originale, dans le plan focal du masque coronographique, dans le plan de Lyot et dans le plan focal final.

La fréquence de coupure du filtre de Lyot doit être définie soigneusement de telle sorte que la surintensité présente sur les bords de la pupille due à la présence du

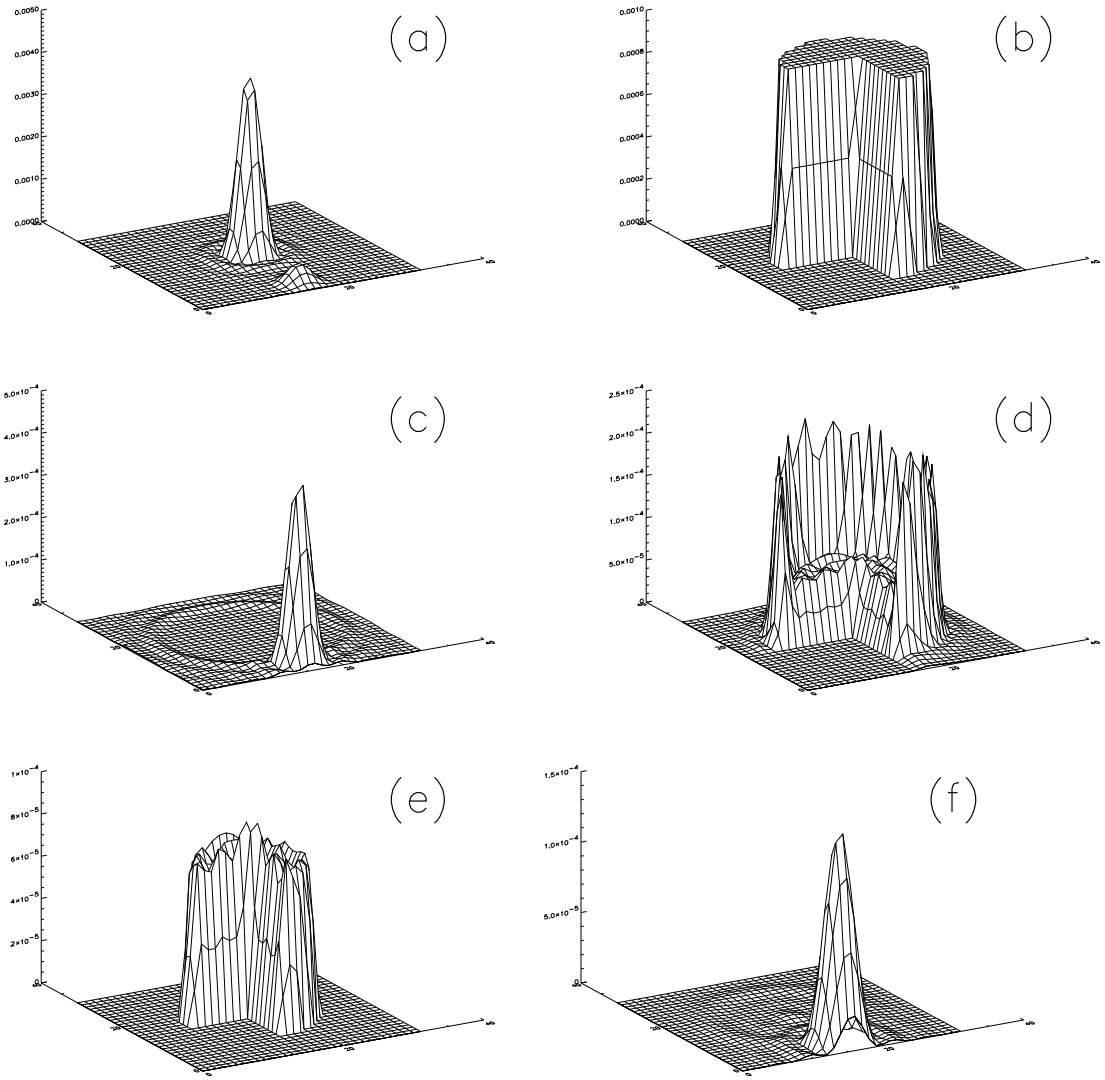

FIG. 5.3 – *Distributions d'intensité dans un coronographe dans le cas d'une binaire dont la composante secondaire est située sur le quatrième anneau brillant de la primaire et dont le rapport de flux vaut 10. Le masque occulteur stoppe la lumière jusqu'au troisième anneau sombre. Les figures représentent les distributions d'intensité (a) incidente, (b) pupille d'entrée, (c) après le masque coronographique, (d) avant le filtre de Lyot, (e) après le filtre de Lyot, et (f) finale. On a retiré le premier quart des perspectives du plan pupille pour améliorer la lisibilité.*

masque focal soit supprimée (cf figure 5.3). Nous prenons donc

$$\alpha = 1 - 1/(f_c\theta_m). \tag{5.21}$$

Dans la suite, s'il est indiqué que les intensités finales sont calculées sans la présence du filtre de Lyot, cela signifiera que l'on a pris $\alpha \gg 1$.

5.3.2 Réponses impulsionnelles dans le plan de Lyot et le plan focal

Les figures 5.4, 5.5 et 5.6 représentent les fonctions $\mathcal{H}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ et $\mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{\Theta})$ à la fois avec et sans la présence d'un filtre de Lyot. J'ai utilisé une grille carrée de 512 par 512 éléments. La largeur à mi-hauteur est égale à 16 pixels ($1.220/fc$). Les réponses impulsionnelles sont calculées pour deux diamètres de masque, 32 pixels correspondant au premier anneau sombre et 85 pixels correspondant au troisième anneau sombre de la tache d'Airy du télecope. Les variations radiales de $\mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{\Theta})$ et $\mathcal{H}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ sont calculées pour trois directions qui correspondent à

1. la direction de l'axe optique,
2. le troisième anneau sombre,
3. le cinquième anneau sombre d'une tache d'Airy du télescope centrée sur l'axe optique du coronographe.

5.3.3 Taux de réjection

Le taux de réjection d'un coronographe est défini comme étant le rapport de l'énergie totale d'un objet ponctuel sur l'axe par l'énergie résiduelle en présence du coronographe. Un coronographe parfait aurait donc un taux de réjection infini. Ce taux dépend à la fois de la taille du masque et de l'efficacité du filtre de Lyot, mais aussi de la séparation entre l'étoile centrale et la direction intéressante à imager. Les figures 5.7 et 5.8 montrent la variation du taux de réjection en fonction de la distance à l'axe optique pour diverses tailles de masque et avec et sans filtre de Lyot. La grille est une grille de 128 par 128 éléments, la largeur à mi-hauteur est de 4 pixels. Il est évident, d'après les figures, que le gain est considérable entre les deux sortes de coronographe. Cependant le gain est moindre quand la taille du masque est de l'ordre de grandeur de la résolution du télescope car le filtre de Lyot supprime une grande partie de la pupille[1]. La table 5.2 donne les résultats de ces simulations.

1. De plus la résolution du coronographe diminue grandement car elle est limitée par la taille du filtre de Lyot.

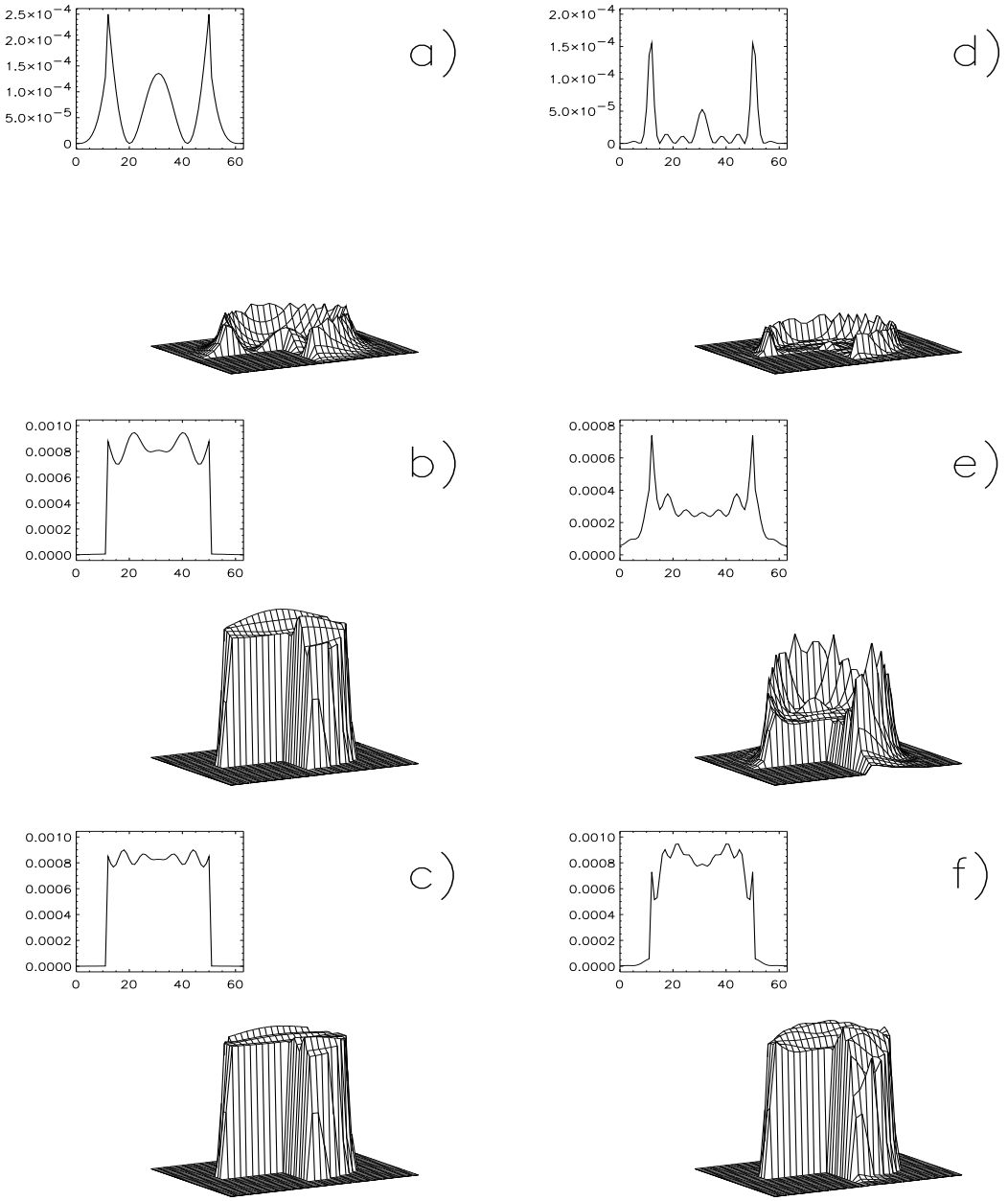

FIG. 5.4 – *Réponse impulsionnelle dans le plan pupille* $\mathcal{H}(\mathbf{\Theta}'; \boldsymbol{f})$. *L'échelle est la même pour les six perspectives. a), b), c) correspondent à un masque focal de même diamètre que celui du premier anneau sombre de la tache d'Airy, et d), e), f) à un masque focal de même diamètre que celui du troisième anneau sombre. a) et d) correspondent à* $\mathbf{\Theta}' = 0$, *b) et e) à* $\mathbf{\Theta}'$ *sur le troisième anneau sombre et c) et f) sur le cinquième anneau sombre.*

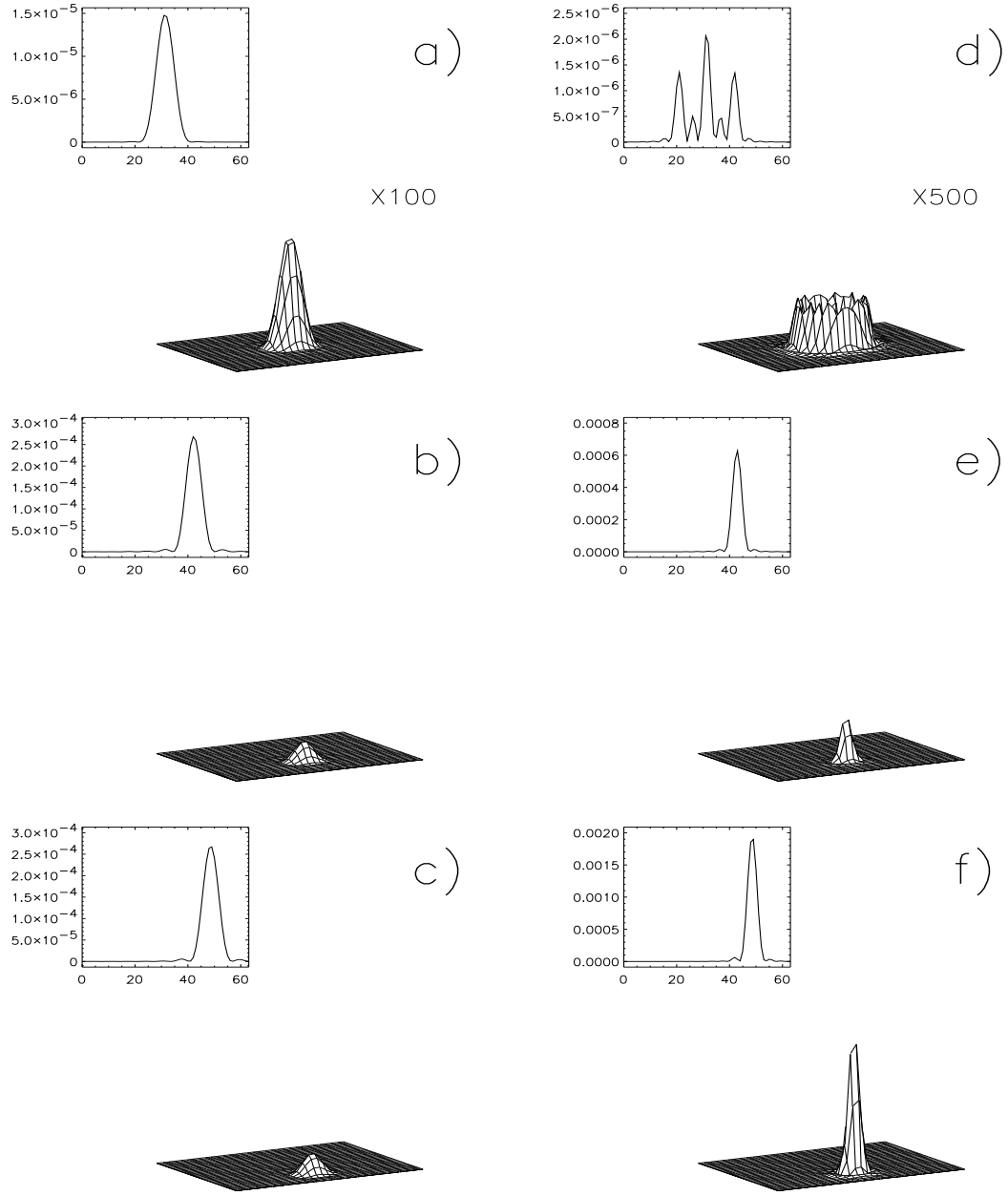

FIG. 5.5 – *Réponse impulsionnelle dans le plan du détecteur $\mathcal{F}(\mathbf{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ en présence d'un filtre de Lyot. L'échelle est la même pour les six perspectives. a), b), c) correspondent à un masque focal de même diamètre que celui du premier anneau sombre de la tache d'Airy, et d), e), f) à un masque focal de même diamètre que celui du troisième anneau sombre. a) et d) correspondent à $\mathbf{\Theta}' = 0$, b) et e) à $\mathbf{\Theta}'$ sur le troisième anneau sombre et c) et f) sur le cinquième anneau sombre.*

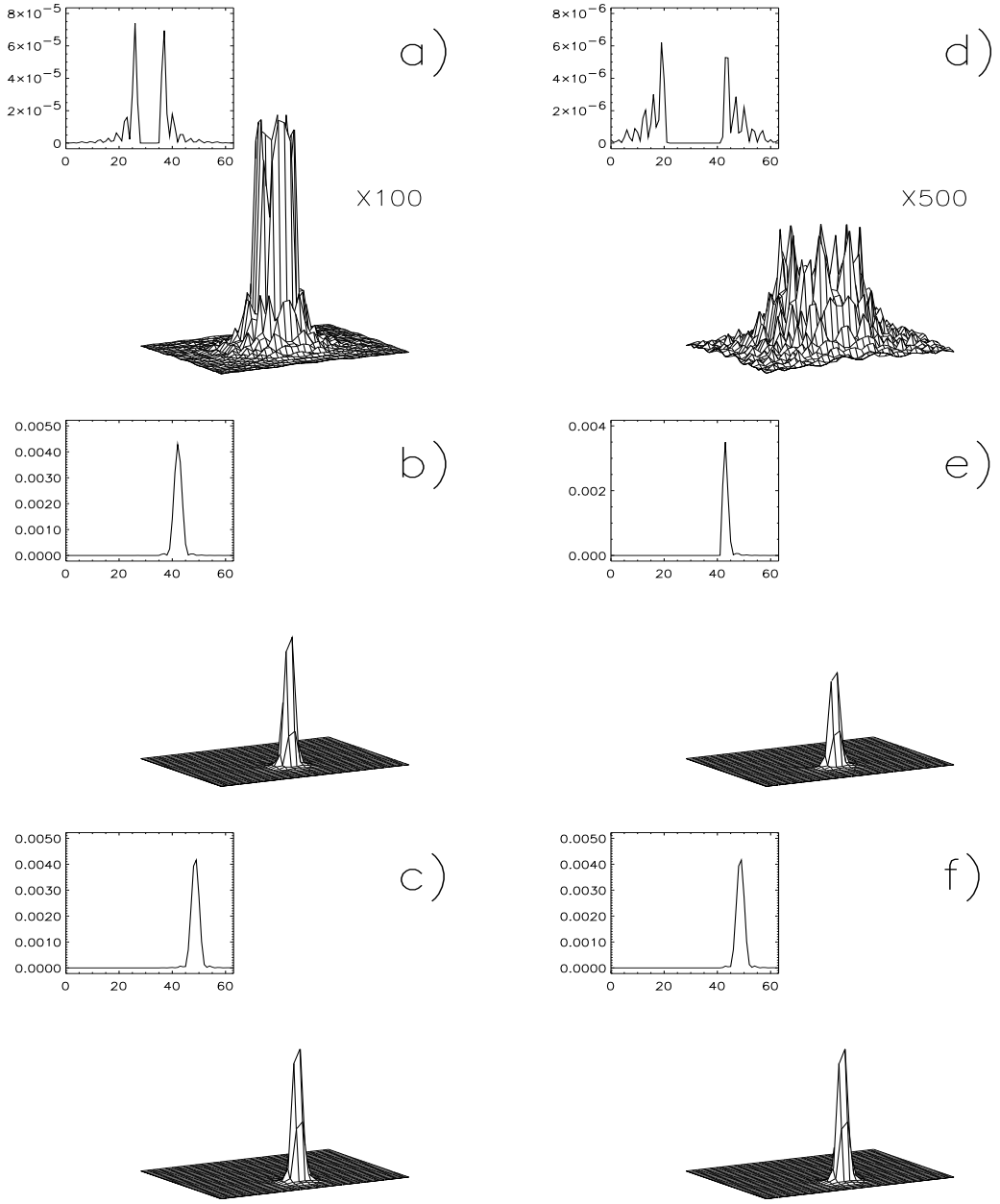

FIG. 5.6 – *Réponse impulsionnelle dans le plan du détecteur $\mathcal{F}(\mathbf{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ en l'absence du filtre de Lyot ($\alpha \to \infty$). L'échelle est la même pour les six perspectives. a), b), c) correspondent à un masque focal de même diamètre que celui du premier anneau sombre de la tache d'Airy, et d), e), f) à un masque focal de même diamètre que celui du troisième anneau sombre. a) et d) correspondent à $\mathbf{\Theta}' = 0$, b) et e) à $\mathbf{\Theta}'$ sur le troisième anneau sombre et c) et f) sur le cinquième anneau sombre.*

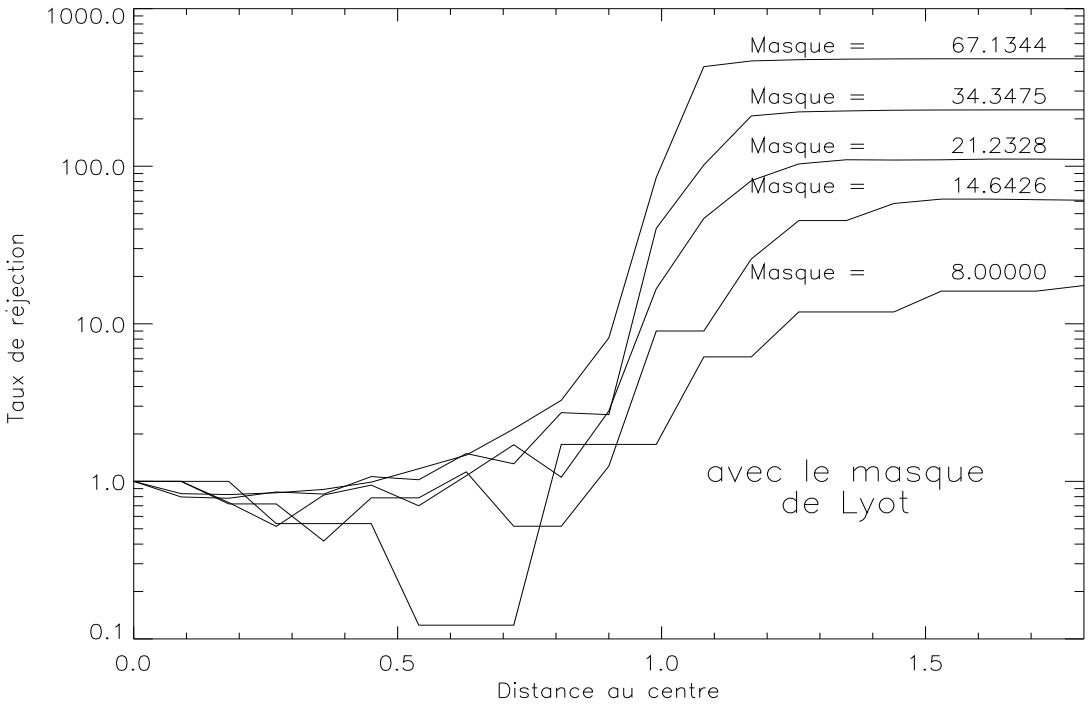

FIG. 5.7 – *Taux de réjection de coronographes possédant un filtre de Lyot pour des directions situées à différentes distances de l'axe optique. La distance au centre est exprimée en unités de rayon de masque focal. La taille de chaque masque est inscrite au-dessus de chaque ligne.*

TAB. 5.2 – *Performances attendues d'un coronographe à haute résolution spatiale.*

Masque	Taux de réjection	
Diamètre	(1)	(2)
1er anneau	17	6
2ème anneau	61	10
3ème anneau	111	16
5ème anneau	230	26
10ème anneau	480	55

(1) avec filtre de Lyot ;

(2) sans filtre de Lyot

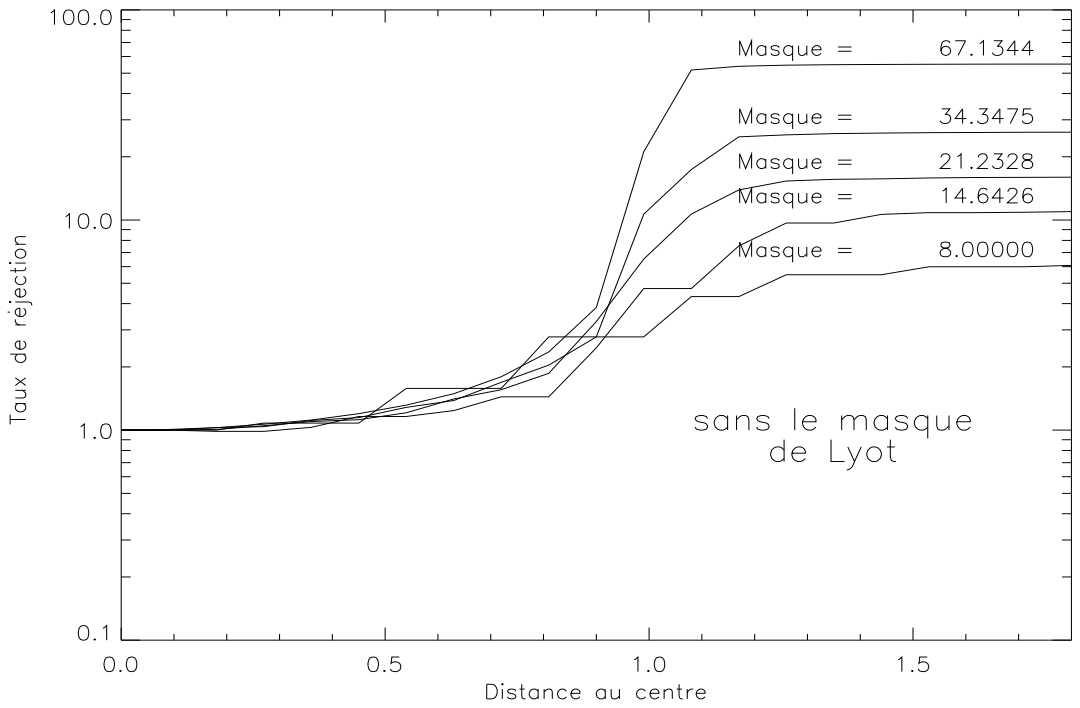

FIG. 5.8 – *Taux de réjection de coronographes ne possédant pas de filtre de Lyot pour des directions situées à différentes distances de l'axe optique. La distance au centre est exprimée en unités de rayon de masque focal. La taille de chaque masque est inscrite au-dessus de chaque ligne.*

5.3.4 Influence du centrage

Les taux de réjection indiqués plus hauts ne sont guère significatifs. En effet il existe toujours une incertitude sur le centrage. C'est pourquoi j'ai calculé les mêmes taux de réjection avec une incertitude de centrage. Supposons que σ soit l'écart-type des fluctuations, alors on peut prendre une loi de probabilité gaussienne de largeur σ pour le positionnement de l'étoile brillante sur le coronographe. L'effet du décentrage sur le champ du détecteur non-couvert par le masque est négligeable et nous supposerons que l'objet ne bouge pas. Les fluctuations du taux de réjection proviendront uniquement du décentrage de l'étoile brillante.

Le tableau 5.3 regroupe les valeurs qui ont été calculées numériquement. La procédure numérique est la même que celle développée précédemment pour calculer le taux de réjection (même maillage,...). Le taux de réjection moyen est calculé par une pondération gaussienne des résultats en fonction du décentrage.

On s'aperçoit que pour des fluctuations de l'ordre du dixième de la taille du cercle

TAB. 5.3 – *Influence du décentrage sur les performances du coronographe.*

Masque Diamètre	Taux de réjection $\sigma = \theta_m/10$ (1)	$\sigma = \theta_m/10$ (2)	$\sigma = \theta_m/2$ (1)	$\sigma = \theta_m/2$ (2)
1er anneau	17	6	15	3
2ème anneau	67	11	42	7
3ème anneau	140	16	47	9
5ème anneau	280	26	49	12
10ème anneau	580	55	54	17

(1) avec filtre de Lyot ;
(2) sans filtre de Lyot

les taux de réjection ne sont pas trop dégradés. Ils sont même améliorés quand le filtre de Lyot est présent à cause des effets de lissage. Par contre pour des fluctuations de l'ordre de la moitié du masque les taux de réjection chutent d'un facteur allant de 2 (sans filtre de Lyot) à un facteur supérieur à 10 (avec filtre de Lyot).

Une précision de centrage de l'ordre d'un dixième de la taille du masque est donc requise pour atteindre les taux de réjection théoriques.

5.4 COME-ON en mode coronographique

5.4.1 Description

L'expérience COME-ON est un prototype d'optique adaptative pour l'astronomie, développée en France en collaboration avec l'ESO. Cet instrument est très bien décrit dans les deux thèses de Kern (1990) et Rigaut (1992).

Construire un coronographe sur l'expérience COME-ON est réalisable car la voie infrarouge est assez dégagée, et, le faisceau optique est corrigé des perturbations atmosphériques. L'image est à son maximum de résolution et est très stable. J'ai donc opté pour un système optique que l'on viendrait insérer sur la table optique de COME-ON, sans modifications du reste de l'expérience. Cette facilité de mise en oeuvre, se conjugue aussi avec une facilité de montage et de démontage qui permet de ne pas immobiliser l'optique adaptative dans une configuration coronographique pendant un laps de temps trop long.

Schéma optique

On a vu précédemment qu'un coronographe de Lyot nécessitait un plan focal et un plan pupille consécutifs et situés en avant le plan focal du détecteur. Après plusieurs calculs, il s'est avéré que le meilleur montage optique consistait en :

- une première lentille L_1, qui forme un foyer avant le détecteur sur une lame de verre comportant le masque coronographique,
- une lame de verre à faces parallèles supportant le masque coronographique M et placé au foyer,
- une seconde lentille L_2, qui forme un plan pupille sur le diaphragme de Lyot,
- une lame de verre supportant le diaphragme de Lyot D,
- une troisième et dernière lentille L_3, qui restitue le faisceau avec les mêmes caractéristiques qu'avant la lentille L_1, et qui forme un plan focal sur le détecteur, avec la même ouverture.

Ce système se monte entre le miroir *On-Off*, M_6 placé dans un plan pupille, et le détecteur. Le miroir M_7 est un miroir plan qui ne change que la direction du faisceau. La figure 5.9 indique les positions où les divers éléments sont insérés sur la table d'optique de COME-ON.

Réalisation

Les lentilles L_1, L_2 et L_3, ainsi que les lames de verre supportant le masque occulteur M et le filtre de Lyot D, sont fabriquées en verre fluoré insoluble (AFG 450 insoluble). Le diaphragme D est une mince couche métallique sur un support de verre qui réduit légèrement la pupille du télescope. Les caractéristiques globales du système sont rassemblées dans la table 5.4.

Les masques occulteurs

Le montage comprend une lame de verre à faces parallèles pour supporter le masque occulteur. En réalité un système de déplacement (un moteur pas à pas associé à une raquette) ont été installés pour disposer de plusieurs masques les uns à côté des autres. Il existe donc différents masques pour les différentes longueurs d'ondes (cf table 5.5). Etant donné la taille des anneaux sombres de la tache d'Airy par rapport au pourcentage de la lumière à l'intérieur, j'ai pris la position du premier anneau sombre comme critère pour la taille des masques. Le faisceau optique a une

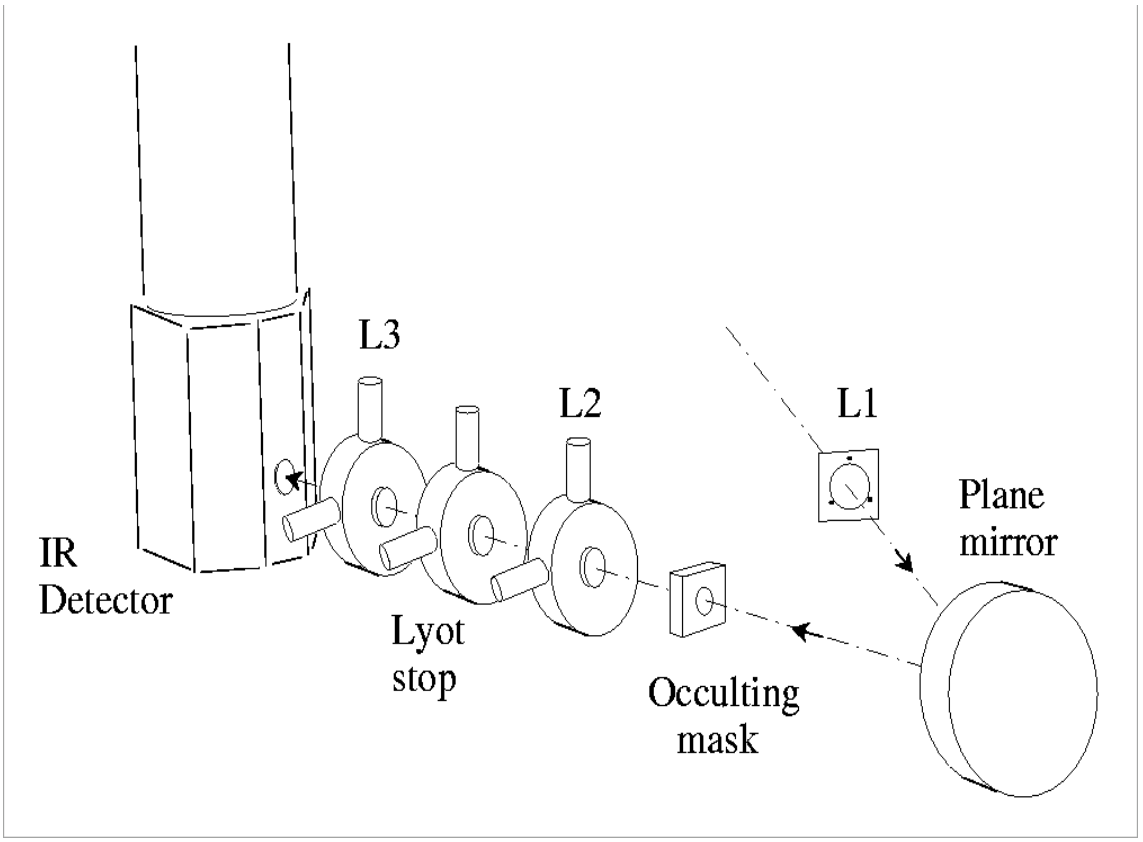

FIG. 5.9 – *COME-ON en mode coronographique.*

ouverture f/20 au niveau des masques occulteurs, ce qui a donné la taille théorique de ceux-ci (table 5.6).

La caméra est une mosaïque CID (Charge Injected Device) InSb de 32×32 pixels de taille $70\mu m \times 70\mu m$. L'ouverture peut être f/40 ou f/80, par conséquent une précision sur les masques de $5\mu m$ suffit. Par ailleurs le champ de la caméra est, au niveau des masques, de $560\mu m$. Un espacement de $1mm$ entre chacun d'eux est donc convenable, et donc 8 peuvent être alignés sur la lame de verre. Sachant que l'optique adaptative ne corrige que très partiellement dans les bandes J et K. Les tailles finalement choisies sont :

$$95, 120, 175, 205, 215, 250, 370, 460\ \mu m$$

Vu leur très petites tailles, les masques et le filtre de Lyot sont fabriqués par *microphotolithogravure* dans un laboratoire du DASGAL, le LARCA (LAboratoire de Réalisation de Composants pour l'Astronomie du Département d'Atronomie Stellaire et GALactique) de l'Observatoire de Paris-Meudon. La procédure consiste en

Elément	séparation	Ø	épaisseur	Nature	Observations
Miroir M6		50 mm			miroir *On-Off*
	652 mm				
Lentille L1		40 mm	3 mm	LVF	focale $f_1 = 1451$ mm
	585 mm				
Support		18 mm	2 mm	LVF*	ouverture f/20
masques	42 mm				
Lentille L2		18 mm	3 mm	LVF	focale $f_1 = 75$ mm
	75 mm				
Filtre de Lyot		18 mm		LVF*	Ø ≈ 3 mm
	85 mm				
Lentille L3		18 mm	3 mm	LVF	focale $f_1 = 110.6$ mm
	190 mm				
Détecteur					f/40 ou f/80

LVF : Le Verre Fluoré, AFG 450 insoluble

* : dépôt par microphotolithogravure

TAB. 5.4 – *Caractéristiques des éléments d'optique de COME-ON en mode coronographique.*

TAB. 5.5 – *Rayons, en secondes d'arc, des 3 premiers anneaux sombres de la tache d'Airy.*

Bande	J	H	K	L	M	lumière
$\lambda(\mu m)$	1.25	1.78	2.23	3.87	4.75	occultée
$1.220\frac{\lambda}{D}$ (")	0.087	0.124	0.156	0.270	0.332	83.8%
$2.233\frac{\lambda}{D}$ (")	0.160	0.228	0.285	0.495	0.607	91.0%
$3.238\frac{\lambda}{D}$ (")	0.232	0.330	0.414	0.718	0.881	93.8%

D : diamètre du télescope 3.60m

TAB. 5.6 – *Diamètres théoriques des masques occulteurs.*

Bande	J	H	K	L	M
Ø(")	0.175	0.249	0.312	0.541	0.664
Ø(μm)	61.0	86.9	109	189	232

5 étapes (cf figure 5.10) :

- dépôt d'une couche de chrome, puis d'une couche d'or très réfléchissante dans l'infrarouge,
- dépôt d'une couche de résine photosensible,
- illumination de la pièce par des rayons ultraviolets, passant à travers un cache dont le motif est identique à celui que l'on désire exécuter,
- attaque de l'or et du chrome dont la surface est à découvert,
- illumination du reste de la pièce pour ôter la résine restante.

Pour les réglages, une lame semi-transparente est mise entre les masques et la lentille L2, qui permet à une source située perpendiculairement au banc d'optique d'éclairer les masques par derrière et ainsi de les faire apparître brillants sur la caméra. Pendant les observations cette lame et cette source sont enlevées.

5.4.2 Observations et résultats

Les observations se sont déroulées en janvier 1991 et en avril 1991 au télescope de 3.60 mètres de l'ESO au Chili. Ce fut simplement des tests préliminaires car aucun temps technique n'avait été attribué à l'expérience. En dehors des règlages, j'ai pu réaliser des observations sur des étoiles ponctuelles. Peu de données sont disponibles car le temps d'intégration devient long quand le coronographe est bien réglé. La figure 5.11 montre des images de Sirius prises sans et avec le coronographe. On peut remarquer que le pied de l'image est identique sur les deux images.

Sirius est une binaire connue. D'après des calculs de D. Benest de l'observatoire de Nice (communication privée) la trajectoire du compagnon, irrégulière, pourrait être le résultat d'une perturbation due à la la présence d'un troisième compagnon, Sirius C. Les caractéristiques calculées de ce compagnon montrent qu'il doit être froid et situé à plus de 0.5 secondes d'arc de Sirius A. C'est donc une cible privilégiée pour la coronographie à haute-résolution angulaire dans l'infrarouge. Malheuresement le champ du détecteur est de 3.2 secondes d'arc au maximum. Il a donc fallu assembler des mosaïques, ce qui a pris du temps. De plus nous étions génés en temps d'intégration par une réflexion parasite à l'intérieur du cryostat. Même Sirius B n'a pas été mis en évidence. En effet Sirius B est une étoile chaude et dans le visible a déjà 10 magnitudes de différence avec Sirius A. On s'attendait à trouver Sirius C plus brillante en K. Cette observation nous a quand même permis de tester le coronographe et d'estimer des taux de réjection expérimentaux. Il est à remarquer que

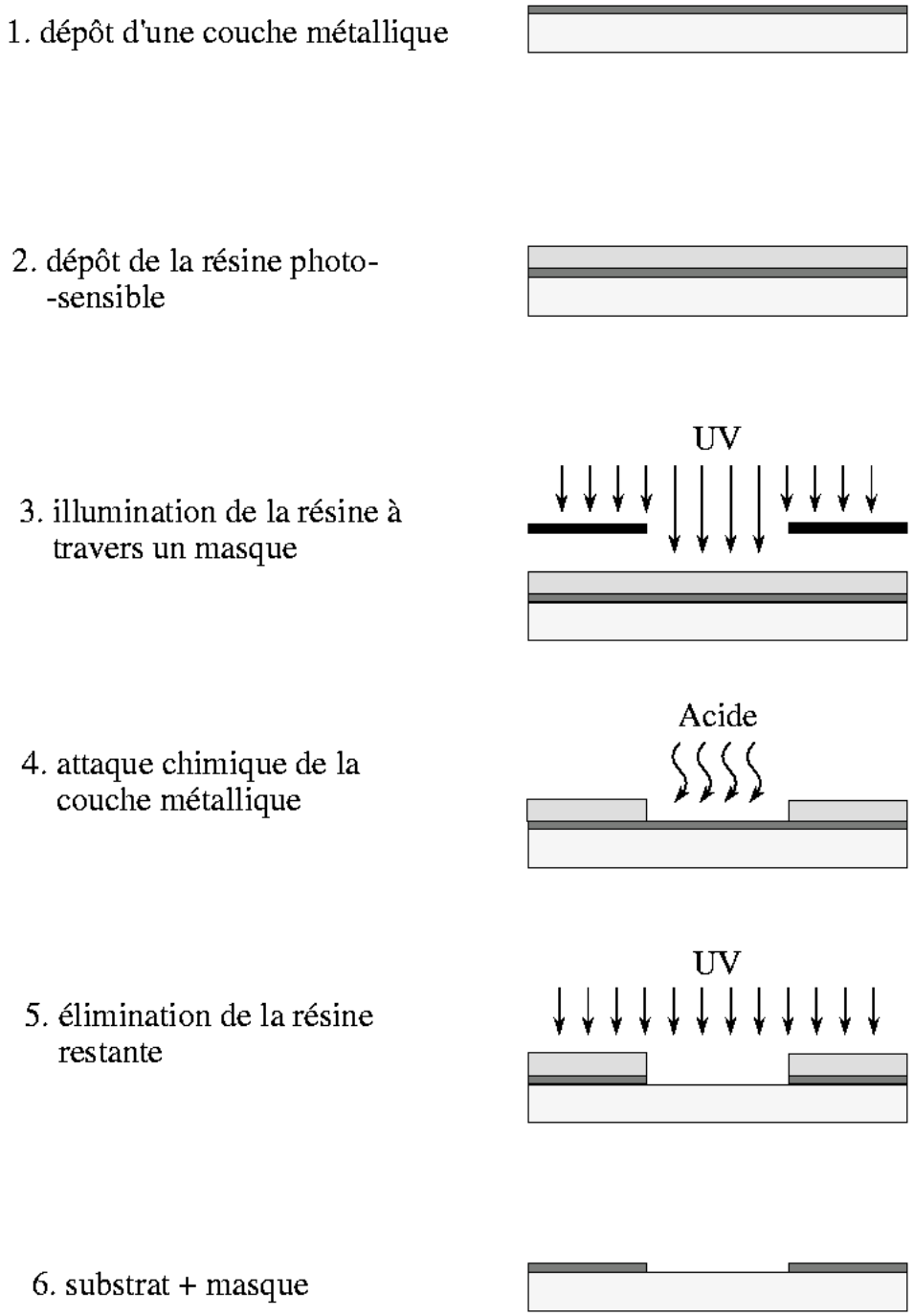

FIG. 5.10 – *Procédé de microphotolithogravure.*

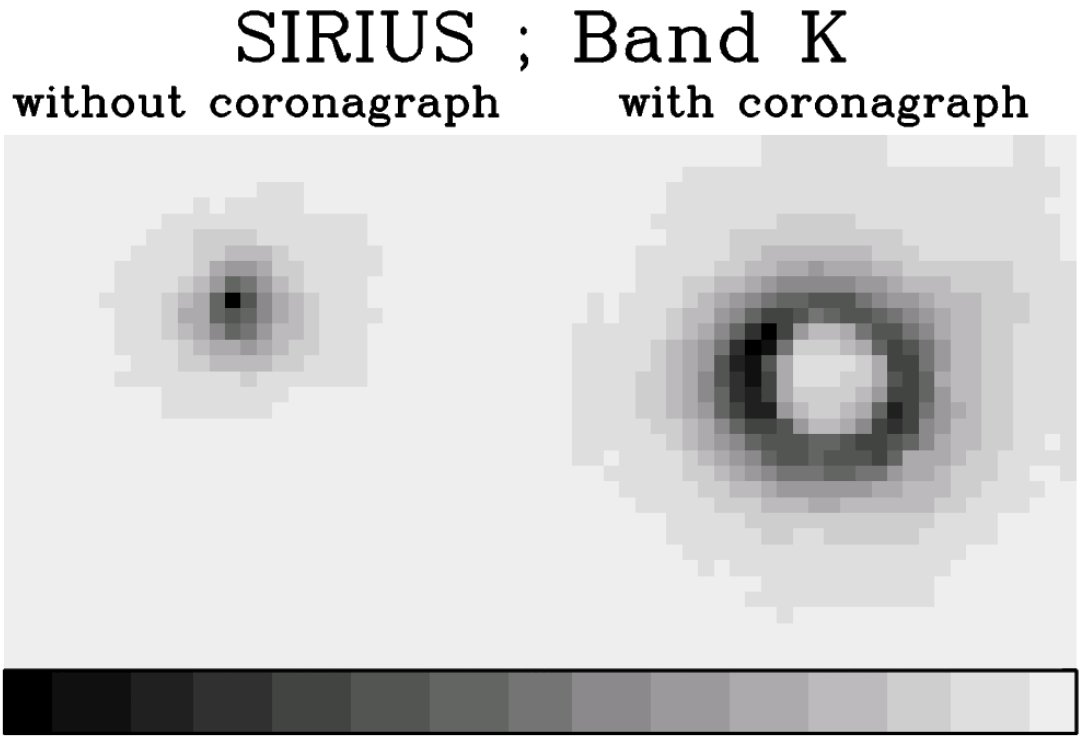

FIG. 5.11 – *Images de Sirius à 2.2μm sans et avec le coronographe. Le temps d'intégration a été multiplié par 12 sur l'image coronographiée pour atteindre un même niveau de flux.*

TAB. 5.7 – *Taux de réjection expérimentaux.*

	temps d'intégration élémentaire		
	sans coronographe	avec coronagraphe	gain
Sirius	16 ms	192 ms	12
étoile de réfrence	144 ms	1200 ms	8.33

la résolution est toujours inférieure à la seconde d'arc puisque les images présentées ont un champ de 1.5 seconde d'arc.

Les taux de réjection trouvés sont regroupés dans le tableau 5.7. Pour les calculer, j'ai utilisé les temps élémentaires d'intégration. Les images ont toutes été prises à la limite de la saturation de la caméra. Par conséquent elles ont toutes à peu près le même niveau de flux. Le temps élémentaire d'intégration est proportionnel à l'énergie lumineuse qui a été masquée. Si le temps d'intégration a été multiplié par x, cela signifie que l'image coronographiée a transmis $1/x$ de l'énergie totale. Quel est le gain ? Pour atteindre un rapport signal sur bruit identique à celui de l'image

coronographiée, il faut faire x^2 poses élémentaires sans coronographe, puisque le signal sur bruit augmente en racine carrée du nombre d'images. La précision de centrage nétant pas excellente on a donc une perte dans le taux de réjection.

Il importe aussi que l'information reste inchangée dans le champ qui nous intéresse. D'après la section 5.2, on sait que l'image finale est identique à l'image initiale sauf la zone sous le masque convoluée par le filtre de Lyot. Cela signifie que la zone qui est inchangée se trouve au-delà d'un cercle défini par son centre, l'axe optique du coronographe, et, par son rayon, la somme du rayon du masque et de la résolution du coronographe. C'est ce que confirme le résultat expérimental obtenu avec une étoile ponctuelle (figure 5.12). Si l'étoile n'est pas parfaitement centrée la zone demeure la même. Ce qui est modifié, c'est l'intensité du maximum de l'image, ce qui réduit beaucoup le taux de réjection.

5.5 Conclusion

L'optique adaptative couplée avec un coronographe est un instrument qui permet d'atteindre la limite de la diffraction et des hauts niveaux de contraste. L'expérience menée sur COME-ON a permis de montrer que l'on peut atteindre :

- un gain en taux de réjection supérieur à 10, donc en rapport signal sur bruit,
- un gain en résolution. Dans les coronographes stellaires traditionnels la résolution limite était de 3 à 4 secondes d'arc, alors qu'avec COME-ON on descend en-deçà de 0.5 seconde d'arc,
- l'information au-delà de la zone masquée plus une couronne dont la taille est donnée par la résolution est conservée.

Le système est un coronographe prototype monté sur un prototype d'optique adaptative. Grâce à la nouvelle version de COME-ON, qui permettra d'avoir une correction pratiquement parfaite à partir de 1μm, d'avoir une caméra 128 par 128 ou une caméra 256 par 256 dans les bandes non-thermiques, la coronographie améliorera ses performances. Cette nouvelle version s'accompagne d'une modification de la voie imagerie. Il est souhaitable à cette occasion de mettre au point un coronographe achromatique, basé sur un concept catadioptrique.

Les programmes astrophysiques qui peuvent bénéficier de cet apport sont ;

- le disque de β Pictoris pour lequel on pourra obtenir une distribution radiale de brillance près de l'étoile,

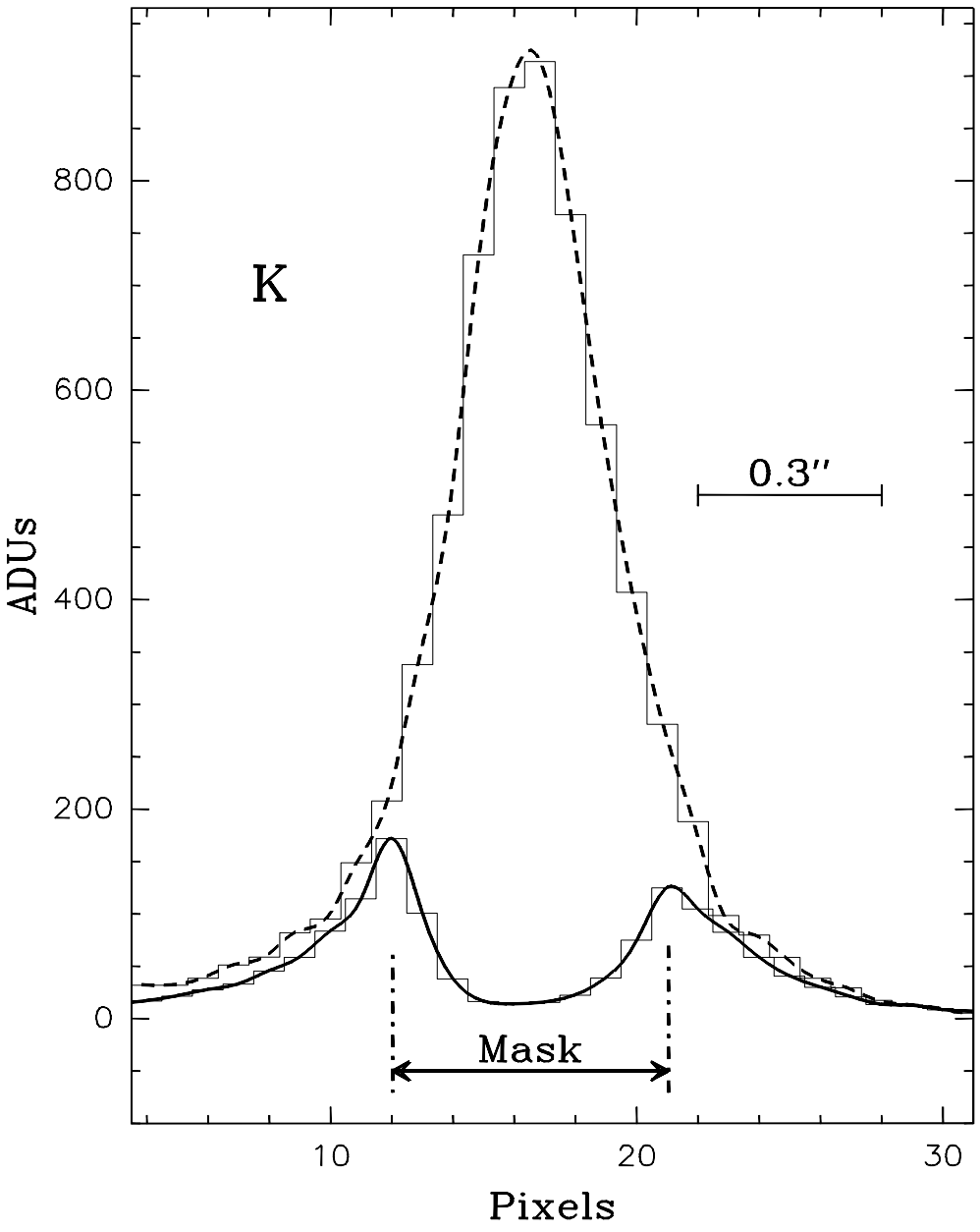

FIG. 5.12 – *Profil d'une étoile ponctuelle sans et avec un coronographe. Les deux profils ont été légèrement décalés pour une meilleur lisibilité.*

- la recherche de compagnon froid (naines rouges, naines brunes, planètes,...), par exemple la présence de Sirius C.
- les enveloppes circumstellaires
- les disques protoplanétaires autour des étoiles jeunes (étoiles T Tauri,...)
- ....

5.6 Références bibliographiques

Beuzit, J.-L., Lacombe, F., Mariotti, J.-M., Perrier, C., Rouan, D. 1991, in KPNO-NOAO Conference on *Astrophysics with Infrared Arrays*, ed R. Elston (Tucson: Astronmical Society of the Pacific) — *A Search for Substellar Objects with a Coronographic Near IR Camera*

Bonneau, D., Josse, M., Labeyrie, A. 1975, in *Image Processing Techniques in Astronomy*, eds C. de Jager & H. Nieuwenhuijzen (Dordrecht: Reidel Publishing Company), 403 — *Lock-in Image Substraction: Detectability of Circumstellar Planets With the Large Space Telescope*

Breckinridge, J.B., Kuper, T.G., Shack, R.V. 1982, in Proc. SPIE 331 on *Instrumentation in Astronomy IV*, 395 — *Space Telescope low scattered light camera – a model*

Clampin, M., Golimowski, D.A., Durrance, S.T., Berkhouser, R.H. 1991, JOSA A — *High angular resolution ground-based coronagraphic imaging by wavefront tilt compensation*

Clampin, M., Robberto, M., Paresce, F., De Marchi, G., Ferrari, A. 1992, ESO Conference on *Progress in Telescopes and Instrumentation*, Garching — *A coronograph for the NTT*

Durrance, S.T., Clampin, M. 1989, in Proc. SPIE 1114 on *Active Telescope System*, 97 — *The John Hopkins University adaptive optics program*

Evans, J.W. 1948, JOSA, 38, 1038 — *A photometer for measurement of sky brightness near the Sun*

Fort, B., Morel, C., Spaak, G. 1978, A&A, 63, 243 — *The reduction of scattered light in an external occulting disk coranagraph*

Kern, P. 1990, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Optique adaptative et grands télescopes*

Koutchmy, S., Belmahdi, M. 1987, J. Optics (Paris), 18, 265 — *Improved measurements of scattered light level behind occulting systems*

Labeyrie, A. 1985, in 15th Advanced Course SAAS-FEE on *High Resolution in Astronomy*, eds A.D. Benz, M.C.E. Huber & M. Mayor, 169 — *High Angular Resolution at Optical Wavelength*

Lyot, B. 1930, C. R. Acad. Sci. (Paris), 191, 834 — *La couronne solaire étudiée en dehors des éclipses*

Lyot, B. 1931, C. R. Acad. Sci. (Paris), 193, 1169 — *Photographie de la couronne solaire en dehors des éclipses*

Lyot, B. 1939, MNRAS, 99, 580 — *A study of the solar corona and prominences without eclipses*

Malbet, F. 1992a, The ESO Messenger, 67, 46 — *A coronagraph for COME-ON, the VLT adaptive optics prototype*

Malbet, F. 1992b, in ESO Conference on *Progress in Telescopes and Instrumentation*, (Garching: ESO) — *A coronagraph for adaptive optics*

Newkirk, G. Jr, Bohlin, D. 1963, Appl. Opt., 2, 131 — *Reduction of Scattered Light in the Coronograph*

Noll, R.J. 1973, JOSA, 63, 1399 — *Reduction of diffraction by use of a Lyot stop*

Papoulis, A. 1986, in *Systems and transforms with application in Optics*, (McGraw-Hill, New York)

Rataj, M. 1984, Opt.Acta, 31, 137 — *Convolution formulation of Fresnel diffraction for cascaded optical systems*

Rigaut, F., 1992, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Applications de l'optique adaptative en astronomie*

Rigaut, F., Rousset, G., Kern, P., Fontanella, J.-C., Gaffard, J.-P., Merkle, F., Léna, P. 1991, A&A, 250, 280 — *Adaptive optics on a 3.6-m telescope: results and performance*

Smith, B., Terrile, R. 1984, Science, 226, 1421 — *A Circumstellar Disk Around β Pictoris*

Wang, Y., Vaughan, A.H. 1988, Appl.Opt., 27, 27 — *Simplified solution of diffraction from a Lyot system*

Watson, S.M., Mills, J.P., Gaiser, S.L., Diner, D.J. 1991, Appl.Opt., 30, 3253 — *Direct imaging of nonsolar planets with infrared telescopes using apodized coronagraphs*

Chapitre 6

Z Canis Majoris

Le système stellaire Z Canis Majoris est un des systèmes les plus mystérieux de l'astrophysique des étoiles jeunes. Observés maintes fois à diverses longueurs d'onde avec différentes techniques, ce système stellaire est apparu chaque fois un peu plus complexe et difficile à interpréter. Longtemps classé comme une étoile Ae/Be de Herbig, il a été récemment interprété comme appartenant à la classe des étoiles de type FU Orionis. Les observations rapportées dans ce chapitre mettent en évidence la présence d'un disque autour d'une binaire.

La section 6.1 introduit les principales carcatéristiques déduites des observations précédentes de Z CMa. J'aborderai ensuite les observations que j'ai effectuées avec le prototype d'optique adaptative COME-ON (§6.2) et les résultats de ces observations (§6.3). Dans la section 6.4 je discuterai plusieurs interprétations. Ce travail a été mené avec l'aide de François Rigaut pour la mise en œuvre technique et les problèmes liés à l'utilisation de l'optique adaptative et celles de Claude Bertout et Pierre Léna en ce qui concerne l'interprétation. Il fait l'objet d'un article qui est cité en annexe.

6.1 L'objet stellaire jeune : Z CMa

Z CMa est un des objets jeunes les plus étudiés. Il existe des données photométriques, spectroscopiques, polarimétriques et à haute résolution angulaire depuis l'ultraviolet jusqu'au rayonnement centimétrique. Ses principales caractéristiques sont :

- sa variabilité photométrique et spectroscopique, preuve de la présence d'un disque actif,
- la présence d'éjection de matière,

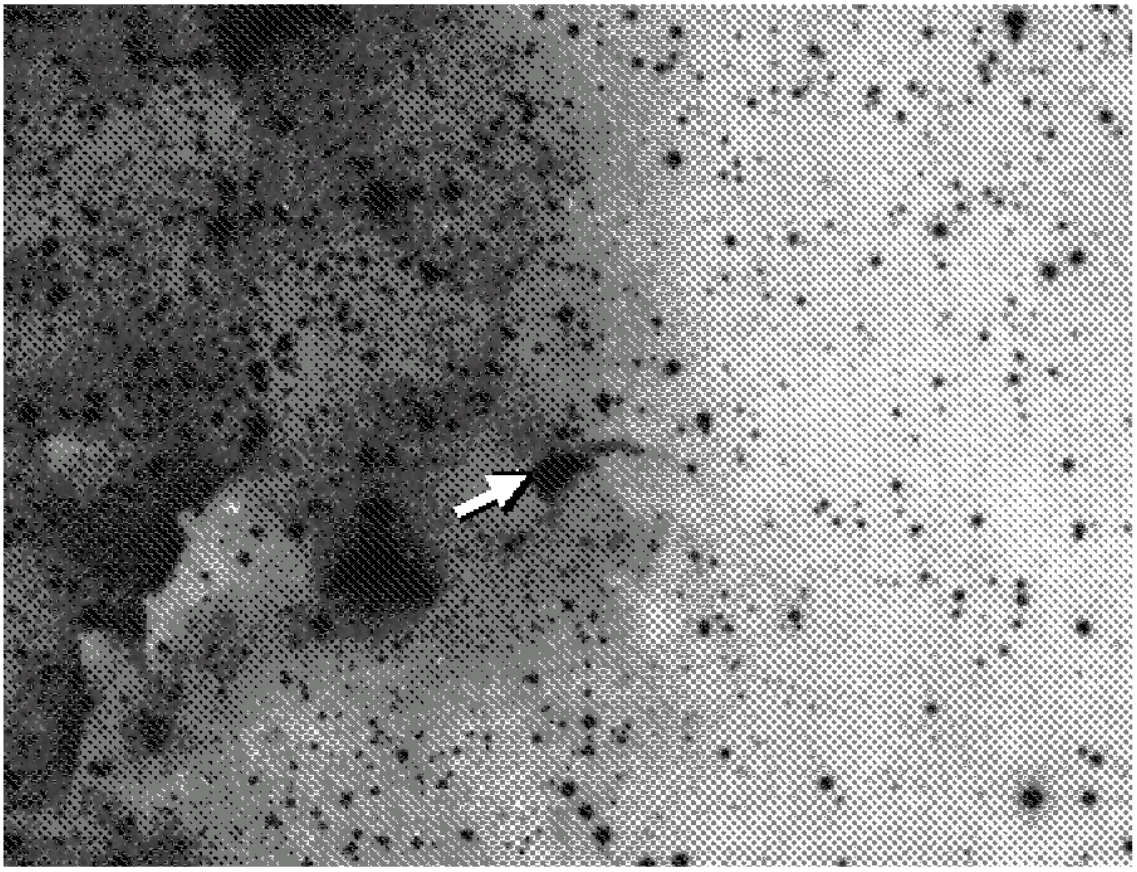

FIG. 6.1 – *Z CMa (Carte du Palomar).*

– sa polarisation,
– son excès infrarouge,
– sa nature binaire,
– la présence de raies doubles typiques d'un disque en rotation rapide,

L'identification de Z CMa, en tant qu'objet de type FU Orionis, est due à Hartmann et al. (1989). Ils ont basé leur classification sur la nature double de certaines raies optiques et sur d'autres caractéristiques spectroscopiques, ainsi que sur son association avec une nébulosité (Herbig 1960). L'augmentation de brillance détectée dans d'autres étoiles FU Ori n'a pas été observée. Z CMa est donc supposée être dans l'état de forte luminosité. Sa courbe de lumière (Covino et al. 1984) montre une variabilité irrégulière, au lieu d'une diminution lente de sa magnitude visible, prouvant que ce système est encore très actif.

Pour interpréter une luminosité bolométrique de l'ordre de 3000 $L_\odot$, Hartmann et al. (1989) ont proposé le modèle d'un disque d'accrétion ayant un taux d'accrétion

de l'ordre de 10^{-3} $M_\odot an^{-1}$ [1] gravitant autour d'une étoile de 2 à 3 $M_\odot$. Par ailleurs, Hessmann et al. (1991) ont montré que le spectre de Z CMa pouvait varier d'un spectre dominé par l'absorption à un spectre dominé par des raies étroites d'émission métalliques. Ceci peut être expliqué par des sursauts du taux d'accrétion dans le disque. Il faut être attentif au fait que les calculs du taux d'accrétion sont effectués en fonction de la distance à laquelle se trouve Z CMa. L'estimation de la distance est de 1150 pc (Claria 1974 ; Herbst et al. 1978). Cependant d'après Reipurth et al. (1992), il semble que la distance pourrait être de 930 pc (d'après Ibragimov & Shevchenko 1990), ce qui impliquerait une réduction de 35% pour la luminosité et une réduction de 20% pour les estimations de distance en unités astronomiques.

Les preuves supplémentaires de l'existence d'un disque sont la présence d'un excès infrarouge important et la polarisation linéaire relativement importante suivant un angle de position de 155±6°(Vrba 1975 ; Jain et al. 1990), ce qui implique un disque incliné le long de cette direction. Les études dans l'infrarouge lointain et dans les longueurs d'onde millimétriques (Beckwith & Sargent 1991, Koresko et al. 1991) montrent que Z CMa possède un large disque de matière d'une masse de l'ordre de 2.3 $M_\odot$ ayant une loi de température qui varie en $r^{-0.57}$.

Une des caractéristiques essentielles de Z CMa est la présence d'éjection de matière bipolaire à grande vitesse. Ainsi Poetzel et al. (1989) ont découvert (figure 6.2) la présence d'un jet optique et d'une quinzaine d'objets Herbig-Haro alignés de part et d'autre de Z CMa sur une étendue de 3.6 pc dans une direction de P.A. 60°, soit perpendiculairement au disque suggeré par la polarisation. De plus Finkenzeller & Mundt (1984) ont remarqué des profils de raies de forme P Cygni correspondant à des vitesses allant jusqu'à 1000 km.s^{-1}. La structure du jet a été étudiée près de l'étoile par Cohen & Bieging (1986) avec le VLA. Ils ont observé une élongation de 1.6″dans la direction de P.A. 71°.

Finalement les données à haute résolution angulaire (interférométrie des tavelures : à une dimension Leinert & Haas 1987, Koresko et al. 1989 ; deux dimensions Christou et al. 1991, Koresko et al. 1991, Haas et al. 1992) apportent un élément qui complique un peu plus le système : la nature binaire de Z CMa, avec 0.1±0.01″de séparation dans la direction de P.A. 120±4°. L'étoile sud-est (SE) dont la distribution spectrale d'énergie pique dans les longueurs d'onde visibles est suspectée d'être le disque d'accrétion FU Ori (Koresko et al. 1991). Le compagnon nord-ouest (NO) beaucoup plus faible dans le visible devient dominant dans l'infrarouge. Les

1. ce qui est énorme comparé aux taux d'accrétion trouvés dans les étoiles T Tauri, de 10^{-8} à 10^{-7} $M_\odot an^{-1}$.

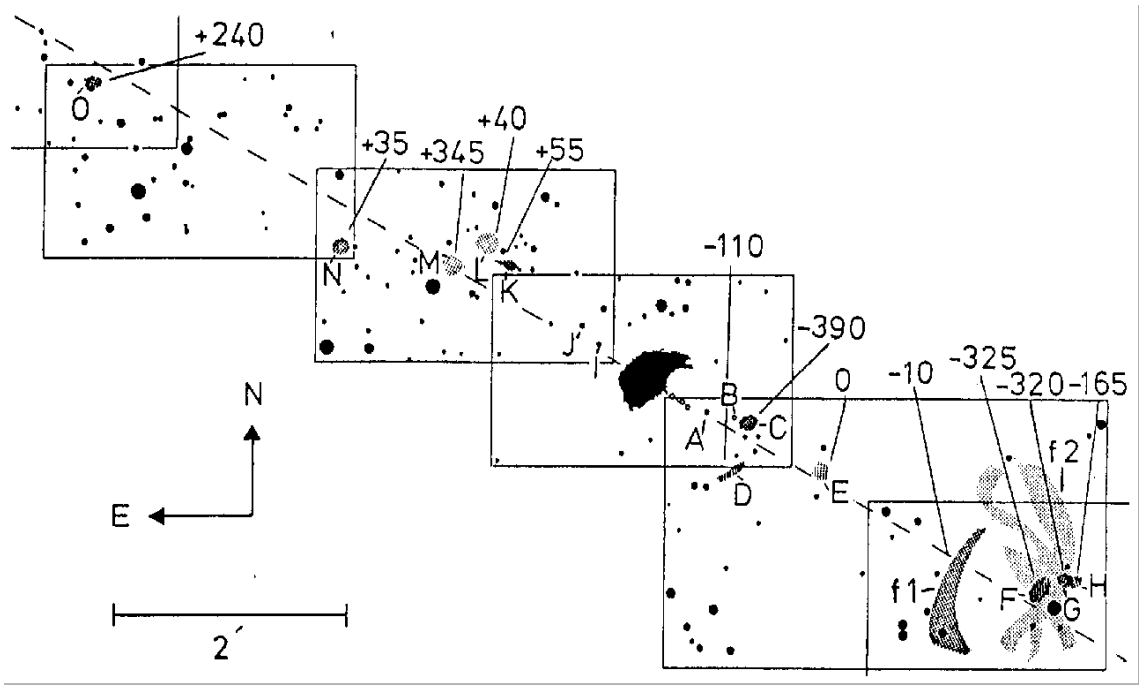

FIG. 6.2 – *Flot bipolaire autour de Z CMa (Poetzel et al. 1989).*

deux sources ont à peu près la même magnitude en K (2.2 μm). Les luminosités bolométriques estimées par Koresko et al. (1991) sont de 700 $L_\odot$ pour la source SE et de 2100 $L_\odot$ pour la source NO.

6.2 Les observations

Les observations ont eu lieu le 8 janvier 1991 au télescope de 3.60m de l'ESO à La Silla. Elles se sont déroulées avec le prototype VLT (Very Large Telescope) d'optique adaptative COME-ON installé au foyer Cassegrain (Rigaut et al. 1991, 1992). L'expérience est abondament décrite dans les thèses de Kern (1991) et de Rigaut (1992). Elle consiste en un banc d'optique possèdant un miroir qui se déforme toutes les 10 ms pour corriger les abérrations du faisceau dues à la turbulence atmosphérique. Les fronts d'onde incidents sont échantillonnés dans un plan pupille par une matrice de micro-lentilles sur une caméra CCD (senseur de Shack-Hartmann) et l'information est communiquée en temps réel à un ordinateur qui calcule les déformations à appliquer sur le miroir. Le faisceau incident est donc limité par la diffraction du télescope pour des longueurs d'onde supérieures à 2 μm. L'image formée à la sortie de ce banc d'optique est enregistrée sur une caméra infrarouge CID

InSb 32×32 (Lacombe et al. 1989, Gallais 1991). L'échantillonnage de la mosaïque est de 0.108″par pixel sur le ciel. Les observations ont été effectuées dans les bandes L′ (3.87 μm) et M (4.75 μm) de l'infrarouge thermique.

Pour corriger le front d'onde, il est nécessaire d'utiliser une source de référence de magnitude inférieure à $m_V = 12 - 13$. Z CMa, en dépit de sa variabilité, possède une magnidude visible égale à $m_V \approx 9.4$ qui permet donc de l'utiliser comme source de référence. Il est à noter que le senseur de fronts d'onde de COME-ON n'est pas limité par la géométrie de la source de référence. La présence de structures résolues ne gênent en rien le processus de correction. Les temps d'intégration élémentaires étaient de 128 ms en L′ et de 96 ms en M, de telle sorte que le détecteur ne sature pas à cause du fond thermique. Des images du ciel de même temps d'intégration ont été prises entre chaque pose. Les images en L′ (resp. en M) ont été obtenues en ajoutant 50 (resp. 100) images élémentaires. L'étoile SAO 155 542 a été utilisée pour quantifier la réponse impulsionnelle du système.

Le traitement d'images s'est déroulé de la manière suivante :

- traitement standard des images de l'objet et du ciel : interpolation des pixels morts, champ plat, dédiaphonisation et traitement du bruit corrélé spécifiques à la cible,
- soustraction du fond de ciel pour chaque image de la source,
- normalisation de chaque image à la même luminosité. La cible ne permettant pas d'obtenir de la photométrie absolue, je me suis contenté de faire de la photométrie relative.

Pour la suite du traitement, nous avons décidé de travailler dans le plan de Fourier (qui est linéairement équivalent au plan image) pour trois raisons :

- les fréquences spatiales élevées, correspondant à une information à haute résolution spatiale apparaissent plus clairement,
- le rapport signal sur bruit en fonction des fréquences spatiales est facilement calculable,
- le processus de déconvolution est très simple à effectuer puisqu'il résulte d'une simple division.

Par conséquent le traitement de chaque paquet d'images consiste en :

1. le calcul de la transformée de Fourier rapide (FFT) de chaque image élémentaire,
2. l'application de l'algorithme suivant (dérivé de la méthode Knox-Thompson pour l'interférométrie des tavelures) pour retrouver l'information sur la phase

(celle-ci étant modulée entre 0 et 2π), tout en supprimant les effets de décentrage (*tilt* en anglais) :

(a) calcul du gradient de la phase,

(b) suppression des discontinuités supérieures à 2π,

(c) soustraction du gradient à l'origine sur toute la pupille de telle sorte qu'il soit nul à l'origine (recentrage des images),

(d) intégration du gradient (il est intégrable puisqu'il résulte d'un processus de dérivation, ce qui n'est pas forcément le cas en speckle car on moyenne les gradients),

3. le calcule la moyenne complexe du paquet de transformées de Fourier et l'estimation des déviations standards, grâce aux modules et aux phases vraies des transformées de Fourier des images,

4. le retour dans le plan image en effectuant la transformée de Fourier inverse.

Pour calculer des visibilités, essentielles dans l'approche à haute résolution angulaire, on effectue une division complexe entre les transformées de Fourier de l'objet et les transformées de Fourier des réponses impulsionnelles. Les barres d'erreur sont issues d'un simple calcul d'incertitude utilisant les déviations standards de chaque transformée de Fourier.

L'estimation de la fréquence de coupure est donnée par la fréquence de coupure à partir de laquelle le rapport signal sur bruit est inférieur à 3 dans les visibilités complexes. On a ainsi un fréquence de coupure égale 3.9 par seconde d'arc en L′ et de 3.0 par seconde d'arc en M. Cela correspond à une résolution de $0.26''$ (290 UA) en L′, soit 87% de la résolution du télescope, et de $0.33''$ (380 UA) en M, soit 84% de la résolution du télescope.

Une étude systématique de la fonction de transfert de modulation du télescope a été menée. Elle montre que les fluctuations sont négligeables à la fois en L′ et en M. De plus les expériences réalisées sur COME-ON (voir notamment Rigaut 1992, Rigaut et al. 1992) ont démontré que les possibles fluctuations de la réponse impulsionnelle d'une nuit à l'autre sont négligeables par rapport aux fluctuations de la visibilité.

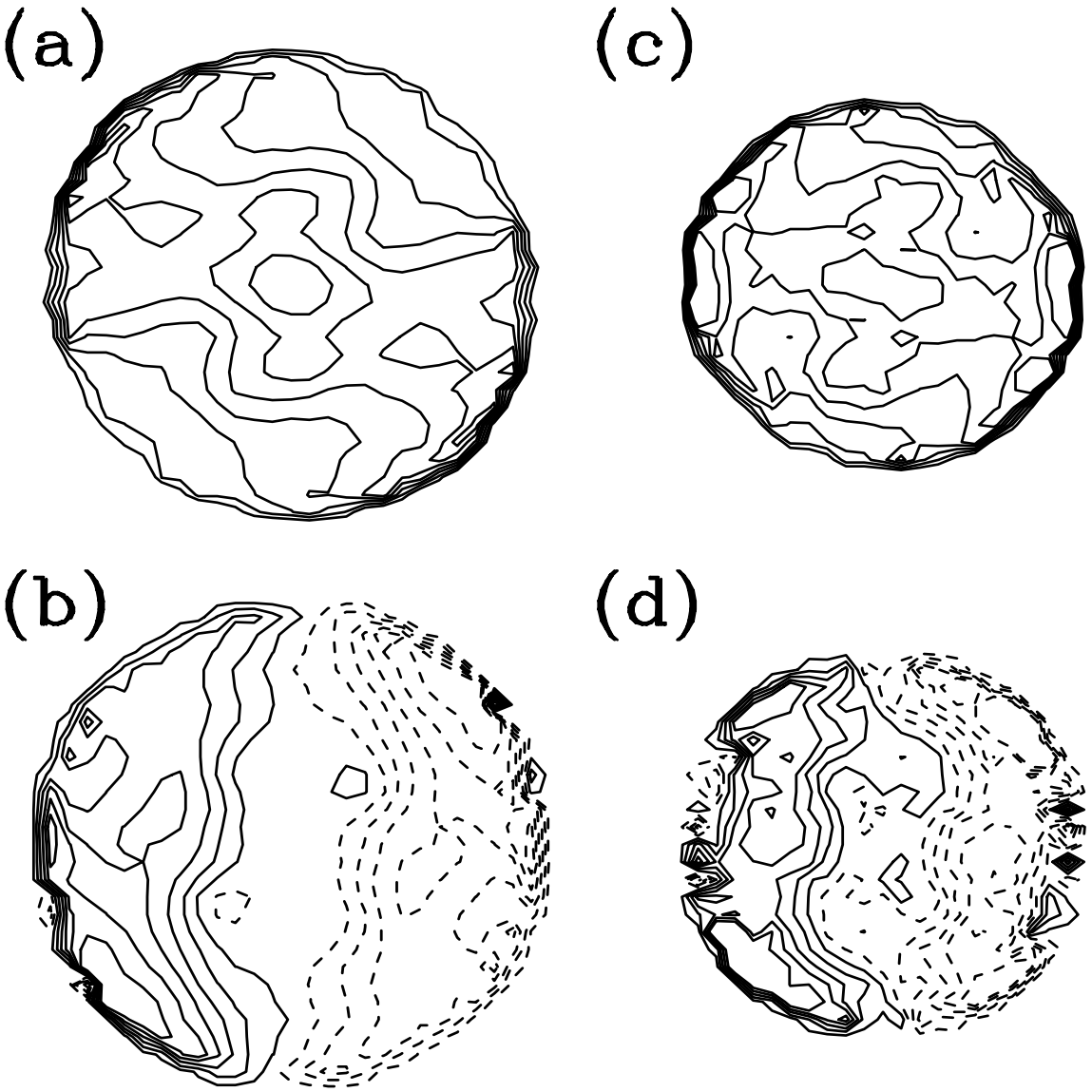

FIG. 6.3 – *Cartes de contour de la visibilité de Z CMa : (a) amplitude et (b) phase en L′; (c) amplitude et (d) phase en M. Les contours se répartissent entre 0.3 et 1 par saut de 0.1 pour les amplitudes, entre -55° et 55° par saut de 10° pour la phase en L′ (b) et entre -22.5° et 22.5° par saut de 5° pour la phase en M (d). La fréquence de coupure est de 3.9 par seconde d'arc en L′ et de 3.0 par seconde d'arc en M. Le nord est situé en haut et l'est à gauche.*

6.3 Les résultats

6.3.1 Visibilités et interprétation sous forme d'un modèle simple

L'amplitude et la phase de la visibilité de Z CMa en L′ et M sont représentées sur la figure 6.3. Nous avons essayé de traduire ces visibilités par un modèle simple dans

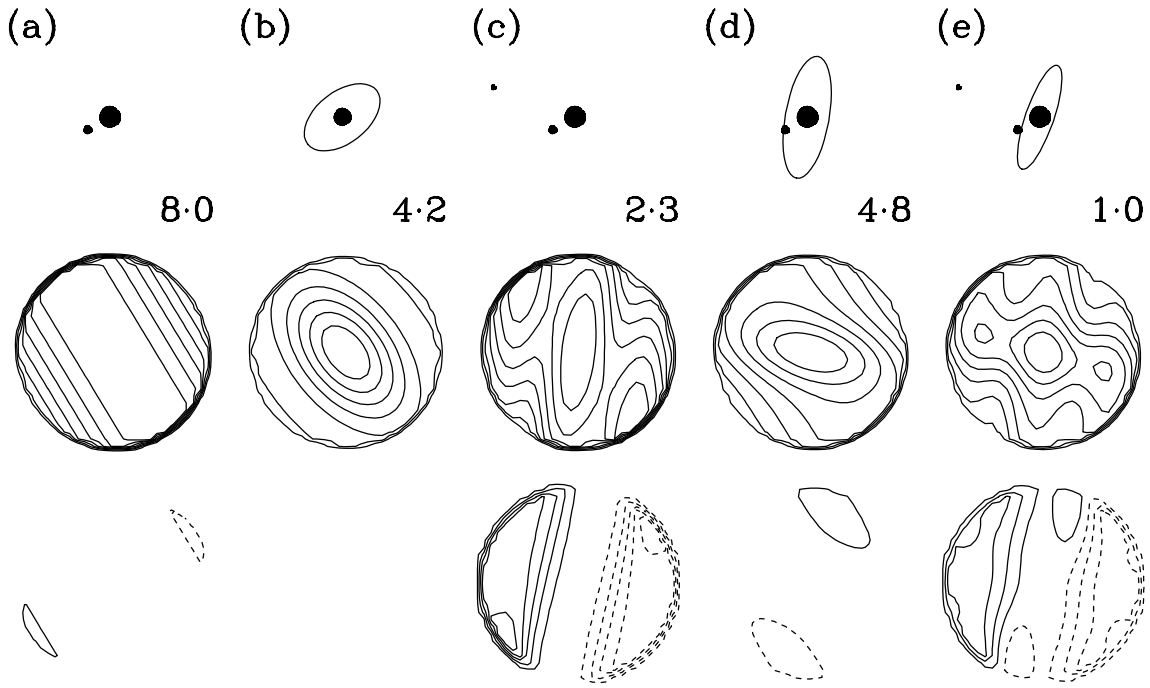

FIG. 6.4 – *Visibilités complexes simulées (amplitude et phases) pour différents modèles en L′. Pour la description de ces modèles se reporter à la première rangée qui les schématise et au texte pour plus de détails. Les paramètres d'affichage sont les mêmes que ceux de la visibilité en L′ de la figure 6.3.*

le plan image. Pour discriminer le meilleur, nous avons utilisé un test de minimisation du χ^2 sur les visibilités complexes. Les modèles utilisés sont représentés sur la figure 6.4 pour la bande L′ et la figure 6.5 pour la bande M. La visibilité modèlisée, $V(i,j)$ pour le pixel de coordonnée (i,j) en prenant pour origine le centre de l'image et une image de $n \times n$ pixels, s'écrit :

$$V(i,j) = \sum_k A_k(i,j) e^{i\varphi_k(i,j)} \tag{6.1}$$

avec k représentant l'index d'une source située à s_k pixels du centre de l'image dans la direction de P.A. θ_k et contribuant d'un facteur α_k à la lumière totale. Cette source est constituée d'une composante non-résolue et d'un halo gaussien incliné de demi-grand axe a_k et demi-petit axe b_k, le grand-axe de l'ellipse faisant avec le nord un angle γ_k, si bien que

$$A_k(i,j) = \alpha_k \left(\beta_k e^{-\pi^2 \left[\left(\frac{i \cos\gamma_k + j \sin\gamma_k}{n/a_k} \right)^2 + \left(\frac{-i \sin\gamma_k + j \cos\gamma_k}{n/b_k} \right)^2 \right]} + (1 - \beta_k) \right) \tag{6.2}$$

$$\varphi_k(i,j) = 2\pi \frac{s_k}{n} \left(i \cos\theta_k + j \sin\theta_k \right) \tag{6.3}$$

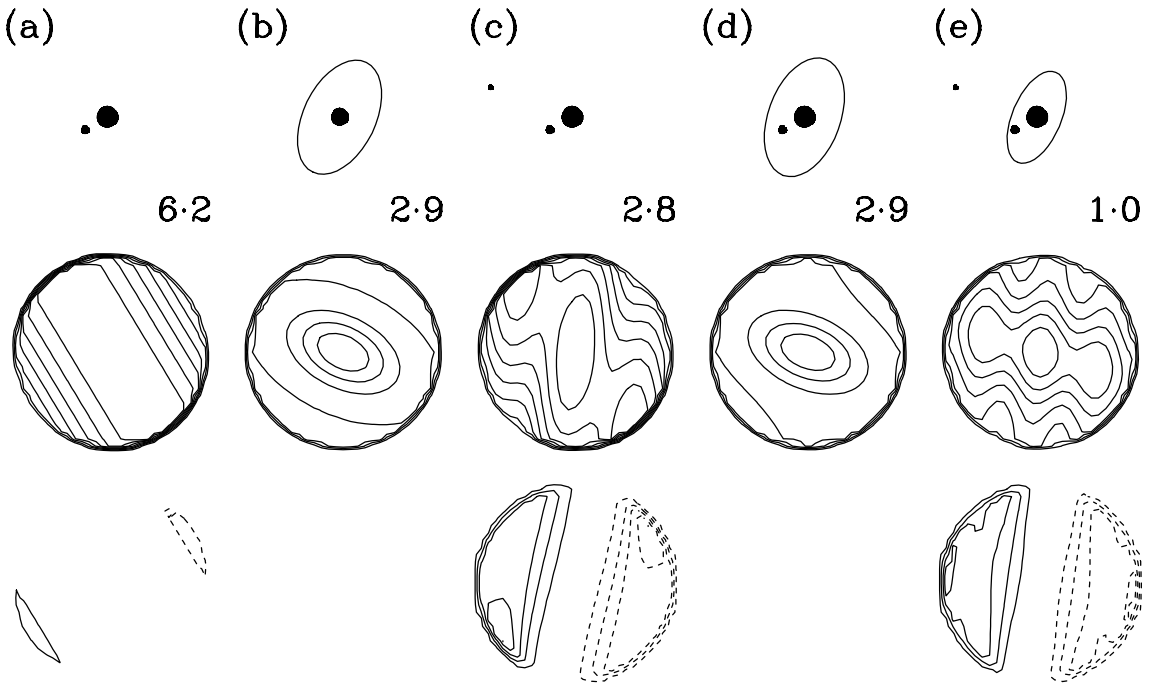

FIG. 6.5 – *Visibilités complexes simulées (amplitude et phases) pour différents modèles en M. Pour la description de ces modèles se reporter à la première rangée qui les schématise et au texte pour plus de détails. Les paramètres d'affichage sont les mêmes que ceux de la visibilité en M de la figure 6.3.*

avec β_k la proportion de lumière située dans le halo gaussien et $1-\beta_k$ la proportion de lumière située dans la source non-résolue. La visibilité totale (somme des visibilités individuelles) est ensuite normalisée et recentrée, de telle sorte que

$$V(0,0) = 1 \tag{6.4}$$

et

$$\mathrm{grad}V(0,0) = 0. \tag{6.5}$$

Dans la figure 6.3, nous pouvons remarquer une forme allongée à P.A.$\approx 65°$. On remarque aussi une chute de la visibilité à P.A.120°, qui correspond à la présence de la binaire. La différence entre un halo gaussien et une binaire en terme de visibilité se situe dans la remontée de la visibilité de la binaire. De plus comme le halo est axisymétrique il n'a pas d'influence sur les phases. Les commentaires sur les modèles des figures 6.4 et 6.5 que nous avons calculés sont :

(a) le modèle de la binaire simple donne des caractéristiques différentes de celles trouvées en interférométrie des tavelures. De plus les phases ne s'ajustent pas bien ;

(b) ce modèle marche de façon grossière, mais il manque des éléments près de la fréquence zéro, correspondant à une source éloignée ;

(c) on prend la binaire donnée par l'interféromètrie des tavelures plus une troisième composante. La phase s'ajuste bien, mais pas le module ;

(d) Le bénéfice provenant de la troisième composante est perdu, dans le cas de la binaire avec un disque, mais par contre les effets à haute fréquence spatiale sur le module conviennent ;

(e) c'est le meilleur modèle, celui qui reproduit le mieux les visibilités observées. Il est composé d'une binaire serrée, d'un disque gaussien qui enrobe la binaire et d'une troisième composante qui permet de rendre compte des effets à basses fréquences spatiales. Le module et la phase correspondent très bien aux données, en dépit d'écart qu'il est difficile de modéliser sans faire de la sur-interprétation.

6.3.2 Ajustement du modèle par minimisation du χ^2

Une fois le meilleur modèle choisi, nous avons estimé les paramètres qui ajustaient le mieux les données par un algorithme de minimisation de χ^2. Le modèle est donc constitué de la binaire détectée par interférométrie des tavelures, d'un disque de forme gaussienne et d'une troisième source ponctuelle. Les paramètres de la binaires sont fixés ($0.1''$ de séparation à P.A.120°) sauf la différence de magnitude qui n'a pas été mesurée en L′ et M. Pour réduire le nombre de paramètres à ajuster, nous avons décidé de fixer la position du centre du disque. Plusieurs essais ont permis de montrer que le centre du disque se situe autour de l'étoile NO. Tous les autres paramètres sont laissés libres et le meilleur χ^2 correspond aux valeurs des paramètres donnés dans la table 6.1. Les paramètres géométriques (séparation et P.A.) de la troisième composante sont définis par rapport à la source ponctuelle NO. Dans la bande M, l'éclat de la composante SE de la binaire est si faible, que l'on a préféré ne pas la prendre en compte pour le calcul. Les données photométriques absolues données par Koresko et al. pour tout le système, nous permettent de calculer la photométrie pour chacune des sources. Les données sont rassemblées dans la table 6.2

6.3.3 Reconstruction de l'image déconvoluée

L'étape suivante consiste à reconstruire l'image. Nous avons essayé l'application d'un filtre cylindrique de rayon égal à la fréquence de coupure, suivi par la trans-

TAB. 6.1 – *Valeurs des paramètres du modèle du système stellaire Z CMa, trouvés par minimization du χ^2.*

Paramètres	Type	L′	M
Binaires :			
séparation (″)	fixée	0.1	0.1
P.A. (°)	fixé	120	120
Δm NO (mag)	libre	0.85 ± 0.40	0.6 ± 0.5
Δm SE (mag)	libre	2.0 ± 1.4	
Disque gaussien :			
localisation	fixée	étoile NO	étoile NO
P.A. (°)	libre	161 ± 8	157 ± 13
// rayon (″)	libre	0.19 ± 0.03	0.17 ± 0.06
⊥ rayon (″)	libre	0.06 ± 0.04	0.08 ± 0.04
Δm (mag)	libre	1.3 ± 0.6	1.0 ± 1.7
$3^{\text{ème}}$ composante :			
séparation (″)	libre	0.39 ± 0.03	0.4 ± 0.1
P.A. (°)	libre	82 ± 3	82 ± 10
Δm (mag)	libre	2.8 ± 0.6	3.2 ± 1.6

TAB. 6.2 – *Photométrie infrarouge. Densité de flux en Jansky en L′ et M des différentes sources.*

	L′ (3.87 μm)		M (4.75 μm)	
source	F_ν (Jy)	$\Delta F_\nu/F_\nu$	F_ν (Jy)	$\Delta F_\nu/F_\nu$
nord-ouest	24.8	0.15	38.48	0.2
sud-est	8.2	0.6		
étendue	17.0	0.25	26.76	0.7
$3^{\text{ème}}$	4.0	0.25	3.75	0.6

formée de Fourier inverse. Cela permet de conserver une bonne résolution, mais a le désavantage de créer des zones négatives dans l'image. Cela correspond à la ¡¡ solution principale ¿¿, c'est-à-dire à une déconvolution au premier ordre (Cornwell & Braun 1989). L'effet d'ordre supérieur permet de contraindre par exemple la positivité et le support de l'image.

Le résultat en L et M est représenté dans la partie supérieure de la figure 6.6. Pour extraire la structure du disque nous avons soustrait des visibilités les trois

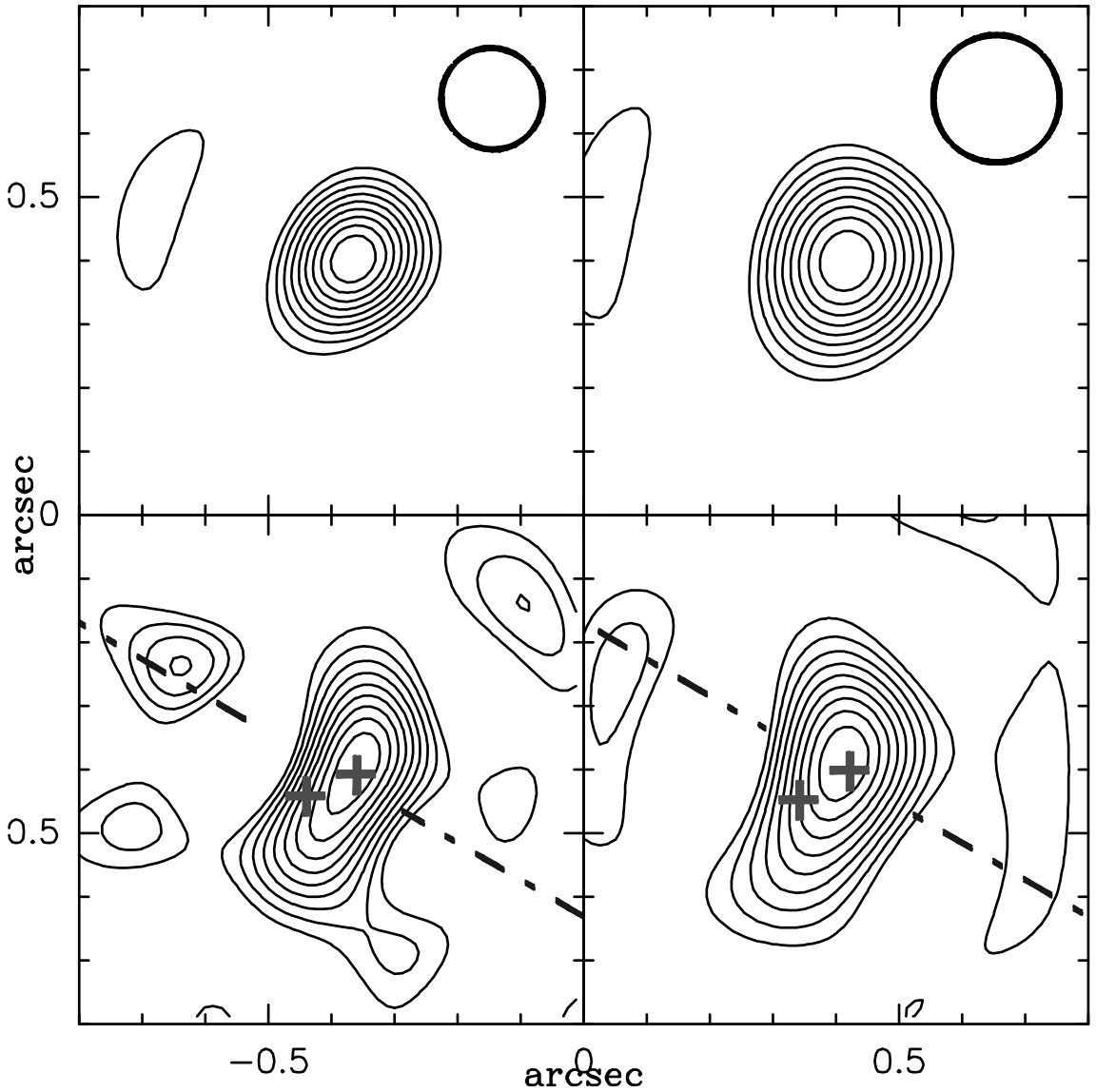

FIG. 6.6 – *Images reconstruites de Z CMa en L′ (à gauche) et en M (à droite). Les cercles représentés en haut à gauche sont les contours à mi-hauteur des réponses impulsionnelles. En bas : la* géométrie *du disque (voir le texte pour plus de détails). Les contours s'étagent entre 0.1 et 1 par sauts de 0.1. Le nord est en haut et l'est à gauche. Les croix indiquent la position de la binaire et le trait pointillé indique la direction du jet à grande échelle.*

composantes ponctuelles et nous avons appliqué le même procédé de reconstruction d'image. Le résultat en L et M est représenté dans la partie inférieure de la figure 6.6.

La troisième composante est difficile à interpréter. Ce point lumineux est placé près de l'anneau de diffraction et peut provenir d'une flexion de la voie imagerie de l'instrument qui aurait renforcé la diffraction de l'araignée. Ce peut être aussi une des nodosités lumineuses qui parsèment le flot bipolaire à grande échelle. Comme cette tache lumineuse concerne moins de 5% du flux total, nous avons décidé de ne pas en tenir compte dans l'interprétation.

6.4 Discussion — Interprétation

Le système stellaire Z Canis Majoris apparaît relativement compliqué. Il est composé d'une binaire et d'une source étendue. A partir des flux obtenus dans la table 6.2, il est possible d'estimer une température de couleur. La composante nord-ouest a une température de 700±200K, la source étendue possède une température de couleur calculée sur le flux total reçu qui vaut 700±500K. La composante sud-est n'ayant pas de photométrie précise en M, on ne peut pas calculer sa température de couleur. De plus étant dans un régime de Rayleigh-Jeans, deux points ne suffisent pas. On peut donc juste estimer une limite inférieure de 1500K.

6.4.1 La binaire

Nous avons assez peu de renseignements concernant la composante sud-est, sinon qu'elle est chaude. Nous pensons que le diagnostique donné par Koresko et al. est convaincant et donc nous gardons leur idée de considérer la composante sud-est de Z CMa comme le disque FU Ori. L'absorption sur la ligne de visée est de l'ordre de $A_V \approx 1$ mag.

La composante nord-ouest peut être schématisée comme une photosphère de forme sphérique. Sa luminosité serait alors de 1350 $L_\odot$ pour un rayon de 2500 $R_\odot$, soit environ 10 UA, et sa température serait égale à 700K. Il semble donc évident que ce ne peut pas être une étoile, mais probablement une enveloppe de poussière optiquement épaisse, comme celle proposée par Koresko et al. (1991).

6.4.2 La source étendue

Géométrie

Cette source n'a été détectée ni par Koresko et al. (1991), ni par Christou et al. (1991) et Haas et al. (1992) en interférométrie des tavelures bidimensionelle. La sensibilité de l'optique adaptative semble meilleure que celle de l'interférométrie des tavelures (cf. Rigaut 1992), et pourrait expliquer cette situation.

La géométrie de la structure étendue n'est sûrement pas aussi simple qu'une fonction gaussienne. D'ailleurs c'est tout à fait visible sur les deux images du bas de la figure 6.6. La forme n'est pas celle d'une ellipse avec une décroissance gaussienne. La forme est beaucoup plus rectangulaire. Cependant il faut être prudent car les sources ponctuelles que l'on a soustrait ont été calculées avec cette hypothèse. Ce modèle est satisfaisant à l'ordre zéro et apporte des informations utiles. A la distance de Z CMa (on supposera 1150 pc pour pouvoir comparer avec les précédents articles), la largeur à mi-hauteur de la source étendue en L′ est de 440±70 UA le long du grand axe de l'ellipse et de 140±90 UA le long du petit axe. En M ces valeurs sont respectivement 390±140 UA et 190±90 UA. Ces valeurs semblent en deçà de la limite de la diffraction (290 UA en L′ et 380 UA en M). Il faut garder à l'esprit que ces valeurs résultent d'un processus de déconvolution et donc la résolution double de façon normale. En effet si $f_c = \lambda/D$ est la fréquence de coupure du télescope, en déconvoluant on obtient une fonction de modulation de transfert (FMT) qui est une fonction cylindre de rayon f_c. Or la FMT de type cylindrique est celle qui correspond à l'amplitude du rayonnement électromagnétique et non à l'intensité. Et la FMT de l'amplitude a une fréquence de coupure 2 fois moindre que celle de l'intensité, car la FMT de l'intensité est le résultat de l'autocorrélation de la FMT de l'amplitude. On peut aussi comprendre ce phénomène en notant que l'anneau sombre dans l'image de départ correspond à une valeur nulle de l'intensité, alors que dans l'image reconstruite par déconvolution brute, cet anneau sombre correspond à des valeurs négatives. Par conséquent la largeur à mi-hauteur est réduite. En utilisant une déconvolution brute on réalise le premier ordre de toute autre déconvolution (la partie principale, Cornwell & Braun (1989)). On s'aperçoit donc que la largeur de la source étendue est limitée par la résolution et est donc non-résolue.

Si l'on suppose que cette structure trouve son origine dans la présence d'un disque, on obtient une valeur inférieure pour l'inclinaison de ce disque sur le plan du ciel, c'est-à-dire $\theta \approx 60°$, ce qui est tout à fait cohérent avec la large extension du flot bipolaire trouvé par Poetzel et al. (1989). Il est aussi tout à fait remarquable de

constater que le grand axe du disque est perpendiculaire avec ce jet et parallèle à la polarisation linéaire trouvée par Jain et al. (1990). Ceci confirme donc l'hypothèse que cette structure étendue puisse être un disque circumstellaire. En effet il est maintenant reconnu qu'un lien puissant existe entre l'éjection de matière dans les flots bipolaires et l'accrétion dans les disques circumstellaires (cf. chapitre 4).

Interprétation en terme d'émission thermique

Ce disque peut-il être interprété en terme d'émission thermique? La réponse est négative et cette section la justifie.

Prenons le cas d'un disque fin. La décroissance de la température peut être modélisée par une loi de puissance

$$T = T_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-q}. \tag{6.6}$$

Dans le cas d'un disque d'accrétion ou d'un disque passif chauffé par l'étoile, q vaut 3/4. La température dans l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes de faible masse n'excède guère 3000K et donc en L′ et M nous sommes dans l'approximation de Wien du corps noir. Il en résulte une distribution de brillance en $e^{-}(r/r_0)^q$ qui est décroît très vite. Le rayonnement thermique que l'on perçoit en L′ et M provient d'une région située à l'intérieur d'une zone de moins de 10 UA de rayon, comme le montrent les figures 4.1 et 4.2 du chapitre 4. Cette région d'émission n'est donc pas résolue en L′ et M avec la résolution du télescope.

Supposons maintenant que le disque ne se trouve pas dans le plan équatorial de l'étoile. L'émission que l'on détecte provient d'une structure applatie. Cette structure pourrait très bien être la partie extérieure du disque FU Ori qui entoure la composante sud-est. Dans cette hypothèse, la composante nord-ouest n'a aucune raison (sinon dynamique) d'être dans le plan du disque FU Ori. Cependant avec son rayonnement elle peut chauffer le disque et la source étendue peut représenter la zone chauffée par la composante nord-ouest située au-dessus du disque. Supposons que cette étoile soit située à un distance z du disque. Alors si l'on appelle r la distance entre un point du disque et la projection orthogonale de l'étoile sur le disque (que l'on prend pour origine), on obtient une distribution du flux en fonction de la distance égale à

$$F = \frac{L_*/4\pi z^2}{\left(1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2\right)^{3/2}} \tag{6.7}$$

qui est constante pour $r \leq z$ et décroit en r^{-3} pour $r \gg z$ comme pour le cas précédemment cité. On peut calculer de même, la distribution radiale de la température. Sachant que la température moyenne est environ de 700K au centre, on obtient une première contrainte qui est

$$\frac{L_*}{1\ \mathrm{L}_\odot} = 8.75 \left(\frac{z}{1\ \mathrm{UA}}\right)^2 . \tag{6.8}$$

La deuxième contrainte est la forme du flux. Si à $r = r_1$ du centre, le flux diminue d'un facteur α, on obtient une deuxième contrainte

$$\left(1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2\right)^{3/8} = 1 + 2.8\ 10^{-2} \ln \alpha \left(\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}}\right) \left(\frac{L_*}{1\ \mathrm{L}_\odot}\right)^{1/4} \left(\frac{z}{1\ \mathrm{UA}}\right)^{-1/2} \tag{6.9}$$

En combinant les deux contraintes, à savoir le flux et la forme du flux, on obtient le système

$$\frac{z}{1\ \mathrm{UA}} = \frac{r}{1\ \mathrm{UA}} \left(\left[1 + 4.8\ 10^{-2} \ln \alpha (\frac{\lambda}{1\ \mu\mathrm{m}})\right]^{8/3} - 1\right)^{-1/2} \tag{6.10}$$

$$\frac{L_*}{1\ \mathrm{L}_\odot} = 8.75 \left(\frac{z}{1\ \mathrm{UA}}\right)^2 \tag{6.11}$$

Pour $r = 200$ UA et $\alpha = 1/0.5$ on obtient

$$z \approx 320\ \mathrm{UA} \text{ et } L_* \approx 10^6\ \mathrm{L}_\odot \tag{6.12}$$

Cela montre que cette hypothèse est à rejeter (trop grande luminosité). On pourrait supposer que la source nord-ouest et la source étendue ne sont que le ¡¡ reflet ¿¿ d'une étoile située derrière le disque et que l'on ne voit pas. On aurait donc $r = 200$ UA pour $\alpha = 1/0.22$ ce qui donne

$$z \approx 200\ \mathrm{UA} \text{ et } L_* \approx 3.5\ 10^5\ \mathrm{L}_\odot \tag{6.13}$$

Même si cette étoile était masquée par un disque optiquement épais, il faudrait que cette étoile émettent sa luminosité dans un certain domaine de longueur d'onde. Ce ne pourrait être que dans l'infrarouge. Or Z CMa n'est pas connue pour être une étoile exceptionnellement brillante dans les bandes IRAS. Une pareille luminosité poserait le problème de la formation d'un tel système comprenant une étoile massive, une étoile de faible masse et un disque. De plus l'étoile massive détruirait son environnement proche par son rayonnement ionisant.

Nous voyons bien que l'interprétation en terme d'émission thermique en L′ et en M doit être abandonnée, car

– soit elle ne produit pas des régions d'émission thermique assez étendues

– soit, si ces régions existent, elles ne peuvent être crées que par une étoile beaucoup trop lumineuse.

Interprétation en terme de diffusion

La diffusion constitue une alternative au rayonnement thermique. Le rayonnement de l'étoile est diffusé par de la matière composée de gaz et de poussière. Ce milieu doit être pratiquement optiquement mince.

En dépit du caractère grossier du calcul, nous avons trouvé une température de couleur moyenne égale à 700K. En appliquant le même traitement que Grasdalen et al. (1984) et Monin et al. (1989) pour le cas de HL Tauri, nous pouvons calculer tout d'abord une masse limite inférieure de 4 10^{-3} $M_\odot$ pour les poussières en utilisant une opacité de 7 cm^2g^{-1} résultant d'un mélange standard de grains de graphite et de silicate (Adams et al. 1987) et une absorption de la lumières stellaire de $\tau_{L'} \approx 1.1$. Ceci est cohérent avec la masse de 2.3 $M_\odot$ déduite des observations IRAS et millimétriques (Koresko et al. 1991), en prenant un rapport de masse de 100 entre le gaz et les grains.

Ce calcul pose un problème car le milieu n'est pas totalement optiquement mince ($\tau_{L'} \approx 1.1$). On peut considérer cependant une étoile située au coeur ou au-dessus d'un disque géométrique assez mince et dont une partie du rayonnement diffuse dans les parties supérieures de l'atmosphère du disque qui sont optiquement minces (Malbet, Monin, & Bouvier 1992). Le flux reçu par le disque, intégré sur les fréquences, est le même que celui calculé dans le cas d'une réémission thermique. Cependant le spectre du rayonnement (intégré sur la surface du disque) est identique à celui de l'étoile. Comme la température de couleur du rayonnement provenant du disque déduite des observations est semblable à celle de la composante nord-ouest, ce modèle a des chances d'être valide. Si $f_A(r)$ est la loi de distribution du flux stellaire sur le disque alors on a le rapport entre le flux venant du disque et le flux venant de l'étoile qui vaut

$$\frac{f_\nu^d}{f_\nu^*} = \varpi 2 \cos\theta f_A\left(\frac{R_{\max}}{R_{\min}}\right) \tag{6.14}$$

avec ϖ l'albedo du milieu diffusant (le rapport entre la lumière diffusée par la lumière reçue) et θ l'angle d'inclinaison du disque par rapport au plan du ciel. $R_{\max}$ et $R_{\min}$ sont respectivement le rayon extérieur et le rayon intérieur du disque. On a pour un disque éclairé par une étoile située en son sein (cf. chapitre 4) :

$$f_A(r) = \frac{1}{4}\left(1 - \frac{2}{\pi}\left[(2 - \left(\frac{r}{R_*}\right)^2)\arcsin\left(\frac{R_*}{r}\right) + \sqrt{\left(\frac{r}{R_*}\right)^2 - 1}\right]\right). \tag{6.15}$$

et pour un disque ayant une étoile située à une distance z au-dessus de lui

$$f_A(r) = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{z}\right)^2}} \tag{6.16}$$

Le problème principal du modèle de l'étoile située dans le plan du disque est que la moitié du flux est émis dans une zone de rayon $1.1R_*$. Si on considère qu'une partie du flux de la composante nord-ouest provient en fait du flux de la partie interne du disque alors le rapport entre le flux diffusé et le flux stellaire est beaucoup trop grand pour être crédible (≈ 15 !).

On doit donc considérer le modèle d'une étoile située au-dessus du disque. Pour aboutir à une distribution radiale adéquate l'étoile doit être située à environ 20 UA du disque, soit en projection sur le ciel à 173 UA, plus loin que la distance de la binaire. Pour résoudre ce problème, on peut avancer le fait que la forme exponentielle ajustée dans le calcul de minimisation du χ^2, n'est pas exacte et surestime la largeur à mi-hauteur pour tenir compte de la décroissance en r^{-3} de la lumière diffusée. Cela remet en cause tout le processus de décomposition de la lumière. On peut aussi dire que le disque n'est pas plat (il est évasé) et donc capte plus de lumière loin de l'étoile et nous pousse à surestimer la distance entre l'étoile et le disque.

On peut retenir le fait que l'étoile se situe à quelques 50 UA du centre de l'illumination du disque et est donc confondu avec la composante nord-ouest (cf. figure 6.7). Etant donné l'extension de la lumière diffusée par rapport à $z \approx 50$ UA, on peut considérer que le disque réfléchissant est infini. Par conséquent $f_A(R_{\max}) = 1$, alors

$$\frac{f_\nu^d}{f_\nu^*} \approx 0.65 = \varpi 2 \cos\theta \tag{6.17}$$

Pour $\theta \approx 60°$on obtient un albedo de l'ordre de 0.65. Ceci est une valeur forte, mais comparable à celle trouvée par Leinert & Haas (1987). Ils avaient estimé que la lumière provenait d'un processus de diffusion et trouvé un albedo de 0.5 minimum.

Conclusion

Cette structure étendue peut donc être interprétée comme étant la diffusion de la lumière stellaire sur le disque FU Ori. Cela implique un albedo de l'ordre de 0.65 semblable à celui trouvé par Leinert & Haas (supérieur à 0.5 en L, 1987). Cela signifie que la distribution de la taille des grains de poussières est décalées vers des tailles supérieures à 1 μm, pour donner des albedos dans l'infrarouge supérieur à ceux

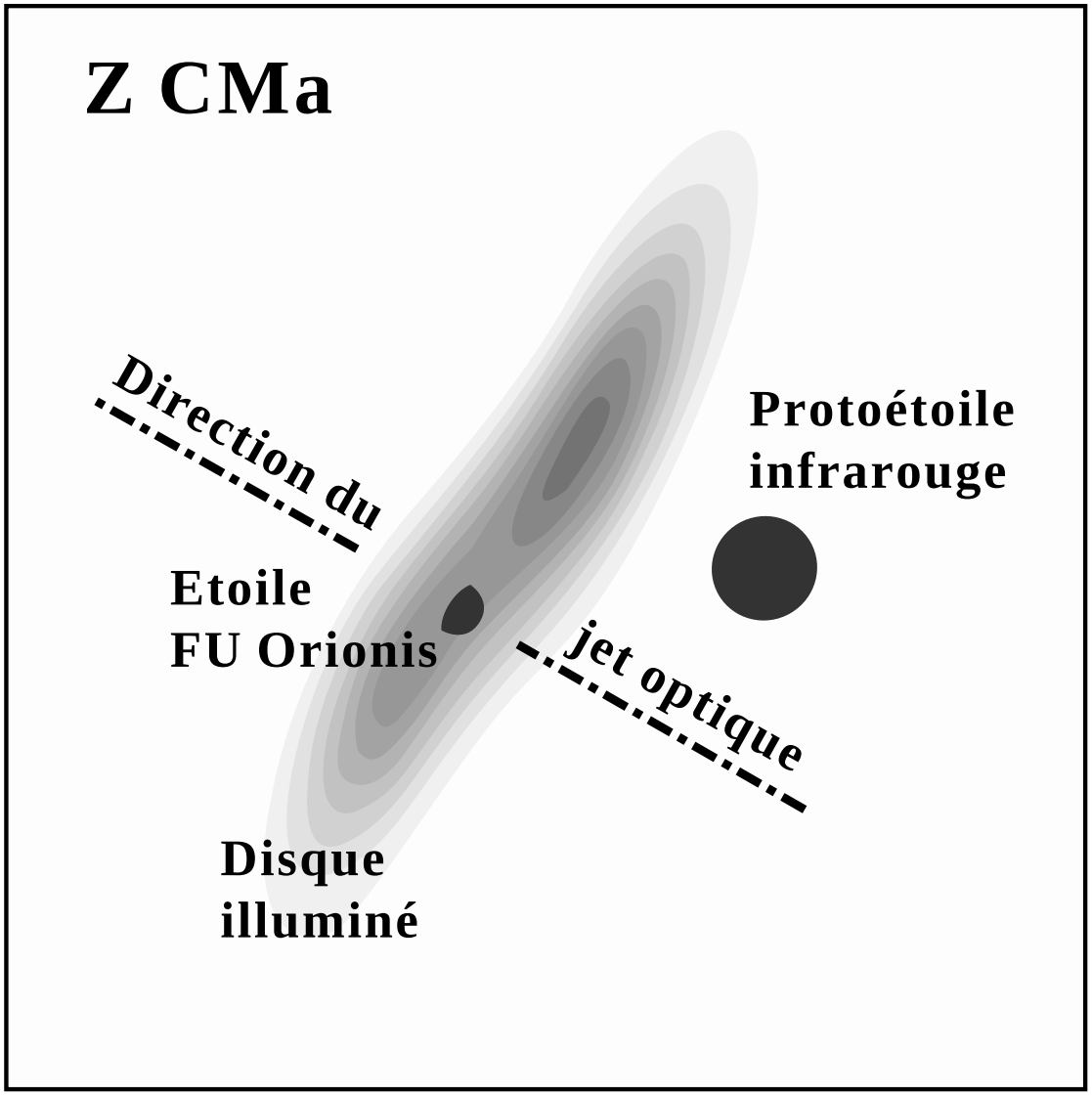

FIG. 6.7 – *Modèle proposé pour Z CMa. Le disque FU Orionis est illuminé par le compagnon infrarouge, produisant ainsi la structure allongée observée. Dans ce modèle le jet est produit par la source FU Orionis. Par mesure de clarté, le dessin a été représenté avec la ligne de visée basculée vers l'ouest de 30°.*

donnés classiquement pour la poussière interstellaire (Mathis, Rumpl, Nordsieck 1977).

6.5 Conclusion

Les observations à haute-résolution angulaire de Z Canis Majoris nous ont donc permis de distinguer 3 sources de rayonnement :

- une source non-résolue qui émet plutôt dans les longueurs d'onde visibles, qui peut être interprétée comme une étoile de type FU Ori (Koresko et al. 1991), c'est-à-dire comme un disque massif ayant un taux d'accrétion de l'ordre de 10^{-3} $M_{\odot}an^{-1}$ autour d'une étoile T Tauri ;
- une source infrarouge non-résolue dont la température de couleur est 700K. Sa luminosité est d'environ 1300 $L_{\odot}$ et qui peut être interprétée comme une enveloppe de poussière optiquement épaisse d'un rayon d'une dizaine d'unités astronomiques. La source de chauffage située à l'intérieur n'est pas identifiable ; ce peut être une enveloppe en effondrement gravitationnel ou un disque d'accrétion autour d'une étoile jeune ;
- une source étendue d'environ 400 UA de long et non résolue en largeur, perpendiculaire au flot bipolaire de Z CMa et parallèle à l'angle de polarisation. Les observations ne permettent pas de situer précisément le centre de cette émission, mais il semble qu'il est proche de la source infrarouge. La lumière émise trouve son origine dans la diffusion du rayonnement de la source infrarouge dans une enveloppe optiquement mince dont l'albedo global est de l'ordre de 0.65. Cette enveloppe est probablement la partie supérieure de l'atmosphère du disque FU Ori qui entoure la composante visible.

6.6 Références bibliographiques

Adams, F.C., Lada, C.J., Shu, F.H. 1987, ApJ, 308, 788 — *Spectral Evolution of Young Stellar Objects*

Beckwith, S.V.W., Sargent, A.I. 1991, ApJ, 381, 250 — *Particle emissivity in circumstellar disks*

Cabrit, S., Edwards, S., Strom, S.E., Strom, K.M. 1990, ApJ, 354, 687 — *Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars: evidence for accretion-driven mass loss?*

Christou, J.C., Zinnecker, H., Ridgway, S.T., Haas, M. 1991, in ESO Conference on *High-angular resolution imaging by interferometry II*, eds J. Beckers & F. Merkle, (Garching: ESO) — *Z CMa resolved –a 0.10″ binary*

Claria, J. 1974, A&A, 37, 229 — *A study of the stellar association Canis Major OB 1*

Cohen, M., Bieging, J.H. 1986, AJ, 92, 1396 — *Radio variability and structure of T Tauri stars*

Cornwell, T.J., Braun, R. 1989, in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy*, eds R.A. Perley, F.R. Schwab & A.H. Bridle (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific), 167 — *Deconvolution*

Covino, E., Terranegra, L., Vittone, A.A., Russo, G. 1984, AJ, 89, 1868 — *Spectroscopic and photometric observations of the Herbig Be star Z Canis Majoris*

Finkenzeller, U., Mundt, R 1984, A&AS, 55, 109 — *The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity*

Gallais, P. 1991, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *L'activité dans les régions centrales de galaxies: l'apport de l'imagerie infrarouge entre 1 et 5 microns*

Grasdalen, G. L., Strom, S. E., Strom, K. M., Capps, R. W., Thompson, D., Castelaz, M. 1984, ApJ, 283, L57 — *High Spatial Resolution IR Observations of Young Stellar Objects: A Possible Disk Surrounding HL Tauri*

Haas, M., Christou, J.C., Zinnecker, H., Ridgway, S.T., Leinert, Ch. 1992, A&A, submitted — *Sub-diffraction-limited infrared speckle observations of Z CMa – a* $0.1''$ *variable binary star*

Hartmann, L., Kenyon, S.J., Hewett, R., Edwards, S., Strom, K.M., Strom, S.E., Stauffer, J.R. 1989, ApJ, 338, 1001 — *Pre-main-sequence disk accretion in Z Canis Majoris*

Herbig, G. 1960, ApJS, 4, 337 — *The spectra of Be and Ae-type stars associated with nebulosity*

Herbst, W., Racine, R., Warner, R.W. 1978, ApJ, 87, 98 — *Optical and infrared properties of the newly formed stars in CMa R1*

Hessmann, F.V., Eislöffel, J., Mundt, R., Hartmann, L.W., Herbst, W., Krautter, J. 1991, ApJ, 370, 384 — *The high state of the FU Orionis variable Z Canis Majoris*

Ibragimov, M.A., Shevchenko, V.S. 1990, in *Conference on classical Be stars and Ae/Be Herbig stars*, ed A.Kh. Mamatkazina (Alma Ata)

Kern, P. 1990, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Optique adaptative et grands télescopes*

Koresko, C.D., Beckwith, S., Ghez, A.M., Matthews, K., Neugebauer, G. 1991, AJ, 102, 2073 — *An infrared companion to Z Canis Majoris*

Koresko, C.D., Beckwith, S., Sargent, A.I. 1989, AJ, 98, 1394 — *Diffraction-limited infrared observations of the young star Z CMa*

Jain, S.K., Bhatt, H.C., Sagar, R. 1990, A&AS, 83, 237 — *Measurements of linear polarization of some Herbig Ae/Be stars*

Lacombe, F., Tiphène, D., Rouan, D., Léna, P., Combes, M. 1989 A&A, 215, 211 — *Imagery with infrared arrays. I. Ground-based system and astronomical performances*

Leinert, C., Haas, M. 1987, A&A, 182, L47 *Z CMa resolved at near-infrared wavelengths: one more piece to the puzzle*

Malbet, F., Bouvier, J., Monin, J.-L. 1992, in ESA Colloquium *Targets for Space-Based Interferometry*, ed S. Volonté, 13-16 October 1992 — *Imaging circumstellar disks around young stars by multi-aperture interferometry*

Mathis, J.S., Rumpl, W., Nordsieck, K.H. 1977, ApJ, 217, 425 — *The size distributions of interstellar grains*

Monin, J.L., Pudritz, R.E., Rouan D., Lacombe F 1989, A&A, 215, L1 — *Infrared Images of HL Tau: Scattering from an Inclined, Flaring Disk*

Poetzel, R., Mundt, R., Ray, T.P. 1989, A&A, 224, L23 — *Z CMa: a large-scale high velocity bipolar outflow traced by Herbig-Haro objects and a jet*

Reipurth, B., Chini, R., Krügel, E., Kreysa, E., Sievers, A. 1992, A&A, ESO preprint — *Cold dust around Herbig-Haro energy sources: A 1300 μmsurvey*

Rigaut, F., Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Applications de l'optique adaptative en astronomie*

Rigaut, F., Rousset, G., Kern, P., Fontanella, J.C., Gaffard, J.P., Merkle, F., Léna, P. 1991, A&A, 250, 280 — *Adaptive optics on a 3.6-m telescope: results and performances*

Rigaut, F., Cuby, J-G., Caes, M., Monin, J-L., Vittot, M., Richard, J-C., Rousset, G., Léna, P. 1992, A&A, 259, L57 — *Visible and infrared wavefront sensing for astronomical adaptive optics*

Vrba, F. 1975, ApJ, 195, 101 — *Polarization characteristics of Herbig Ae and Be stars*

Chapitre 7

Conclusion

Ce travail de thèse peut paraître assez hétéroclite. Il a pourtant comme unique objectif l'étude de l'environnement des objets stellaires jeunes. C'est ce que j'ai voulu atteindre en rédigeant ce mémoire. Bien entendu ce ne sont que quelques pierres apportées à la construction de l'édifice que constitue le domaine de recherche de la formation des étoiles.

7.1 Structure verticale des disques

Les modèles de structure verticale des disques circumstellaires nous permettent de passer des simulations à une dimension vers celles à deux dimensions. Cela nous apporte des informations sur les conditions physiques régnant autour des étoiles jeunes. Mon approche a été de résoudre la structure verticale de manière auto-cohérente, ce qui permet de ne pas introduire de nouveaux paramètres, et analytique ce qui permet de lier étroitement les causes physiques aux conséquences observationnelles. Deux types de dissipation d'énergie sont considérés : le chauffage par frottement visqueux des particules d'un disque d'accrétion et le chauffage d'un disque passif par l'étoile centrale. Le premier phénomène conduit à une structure verticale dont l'expression se rapproche beaucoup de celle d'une atmosphère stellaire sauf pour les disques optiquement fins. Le second mène à la création d'une chromosphère du disque où peuvent se former des raies soit en absorption soit en émission. Il est intéressant de remarquer que les deux processus conduisent à former une zone optiquement épaisse (d'où est émis le rayonnement continu) qui a une forme évasée dans les parties internes du disque, mais dont l'épaisseur décroît vers l'extérieur. Ceci montre que l'hypothèse d'un disque continûment évasé n'est pas

acceptable loin de l'étoile.

7.2 Environnement circumstellaire

Par ailleurs, la distribution verticale de la température et de la densité nous permettent de simuler des images de disques autour des étoiles jeunes. Ceci est important pour interpréter les observations actuelles, dont la résolution est souvent inférieure à 0.1 seconde d'arc, grâce au rayonnement stellaire diffusant dans les parties optiquement minces des disques. Mais cela permet aussi de prédire les images que l'on pourra bientôt obtenir avec l'interférométrie longue-base multi-télescopes (résolutions supérieures à 0.1 seconde d'arc). Ces simulations permettent de montrer que le gain en résolution ne suffit pas, mais qu'il faut aussi progresser en terme de contraste entre l'étoile et son environnement.

7.3 Observations à forte dynamique et à haute-résolution angulaire

La coronographie à haute-résolution angulaire est un des moyens de repousser les limites de ce qui est observable dans le cadre des grands télescopes (avec l'optique adaptative). J'ai montré que dans le cas d'une résolution importante le gain en contraste n'était pas aussi important que dans celui où les observations sont limitées par la turbulence atmosphérique. Cependant si l'on est prêt à perdre un peu en résolution angulaire, le filtrage de Lyot permet d'atteindre des taux de réjection supérieur à 500 pour des résolutions meilleures qu'en coronographie traditionnelle.

Z Canis Majoris est l'une des premières sources pour lesquelles une structure en forme de disque a été détectée autour d'une binaire. L'émission peut être interprétée comme étant de la lumière provenant de la composante infrarouge diffusant dans les parties optiquement minces extérieures du disque entourant la composante visible. Ceci montre à quel point les détails des systèmes stellaires pré-séquence principale peuvent être difficiles à comprendre à partir d'observations à haute résolution spatiale.

7.4 Perspectives

Plus nous affinons nos observations tant en résolution qu'en dynamique, plus le scénario de formation des étoiles nous apparaît compliqué. C'est pourquoi les perspectives d'un travail tel que celui-ci s'élargissent à mesure que l'on progresse. Il faut à la fois pousser plus en avant les observations et développer les outils de compréhension. C'est dans cette lignée que se situe ma démarche. Participer à l'effort international de compréhension des phénomènes astrophysiques dans le domaine des étoiles jeunes et aussi tenter de repousser toujours plus loin les limites de l'observation.

Il y a ainsi beaucoup à faire dans la modélisation de l'environnement circumstellaire des étoiles jeunes. Les perspectives du modèle de structure verticale que j'ai développé se situent plus particulièrement dans la compréhension des liens existant entre l'étoile et son environnement. On pourra rendre compte des effets de chauffage de l'un par l'autre et vice-versa. Il est possible aussi de fournir la distribution verticale de la température et de la densité à des programmes plus généraux permettant de calculer le flux émergeant, la morphologie du système stellaire considéré, mais aussi le spectre et la carte de polarisation.

Quant aux observations, l'avènement de techniques telles que l'optique adaptative et l'interférométrie optique à plusieurs télescopes nous ouvrent beaucoup d'horizons. Il est important d'observer en infrarouge afin de résoudre les régions d'émission thermique (zone optiquement épaisse du disque), mais aussi en visible pour imager l'émission stellaire diffusée dans son environnement proche. Bientôt nous pourrons disposer de spectrographes à haute résolution spatiale qui nous permettront de cartographier le champ de vitesse des particules constituant le disque. Nous pourrons enfin comprendre le lien qui existe entre le phénomène d'accrétion dans le disque et celui d'éjection dans les jets, vents stellaires et flots moléculaires.

ANNEXES

Annexe A

The vertical structure of T Tauri accretion disks. I. Heating by the central star

Malbet, F., Bertout, C. 1991, ApJ, 383, 814

Annexe B

Imaging circumstellar disks around young stars by multi-aperture interferometry

Malbet, F., Monin, J.-L., Bouvier, J. 1992, à paraître dans les comptes-rendus du colloque ESA *"Targets for Space-based Interferometry"*, 13-16 Octobre 1992, Beaulieu.

Annexe C

Coronagraphy with adaptive optics

Malbet, F. 1992, à paraître dans les comptes-rendus du colloque ESO *"Progress in Telescope and Instrumentation Technologies"*, 27-30 Avril 1992, Garching bei München.

Annexe D

Detection of a 400 AU disk-like structure surrounding the young stellar object Z CMa

Malbet, F., Rigaut, F., Bertout, C., Léna, P. 1992, A&A, submitted

Annexe E

Bibliographie générale

E.1 Étoiles jeunes

Revues publiées dans des périodiques

Appenzeller, I., Mundt, R. 1989, A&AR, 1, 291 — *T Tauri stars*

Bertout, C. 1984, Rep. Prog. Phys., 47, 111 — *T Tauri stars: an overview*

Bertout, C. 1989, ARAA, 27, 351 — *T Tauri stars: wild as dust*

Catala, C. 1989, in ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, ed. B. Reipurth (Garching: ESO), 471 — *Herbig Ae and Be stars*

Cohen, M. 1984, Phys. Rep., 116, 173 — *The T Tauri stars*

Hartmann, L. 1991, in NATO-ASI on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, eds C.J. Lada & D. Kylafis (Dordrecht: Kluwer Academic Press), 623 — *Episodic phenomena in early stellar evolution*

Compte-rendus de colloques

Black, D.C., Matthews, M.S. 1985, *Protostars and Planets II*, (Tucson: Univ. of Arizona Press)

Dupree, A.K., Lago, M.V.T.T. 1988, in NATO-Advanced Science Institutes Series on *Formation and Evolution of Low-Mass Stars*, (Dordrecht: Kluwer Academic Press)

Gehrels, T. 1978, *Protostars and Planets*, (Tucson: Univ. of Arizona Press)

Lada, C.J., Kylafis, D. 1991, NATO-Advanced Science Institutes Series on *The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution*, (Dordrecht: Kluwer Academic Press)

Reipurth, B. 1989, ESO Workshop on *Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects*, (Garching: ESO)

Levy, E.H., Lunine, J.I., Matthews, M.S. 1992, *Protostars and Planets III*, (Tucson: Univ. of Arizona Press)

Catalogues d'étoiles jeunes

Herbig, G. H., Bell, K. R. 1988 Lick Obs. Bull., 1111 — *Third Catalog of Emission-Line Stars of the Orion Population*

Clark, F.O. 1991, ApJS, 75, 611 — *Young Stellar Objects detected by* IRAS

E.2 Disques d'accrétion et transfert de rayonnement

Disques d'accrétion

Bertout, C., Collin, S., Lasota, J.-P., Tran Thanh Van, J. 1991, *Structure and emission properties of accretion disks*, (Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres)

Franck, J., King, A. R., Raine, D. J. 1985, *Accretion Power in Astrophysics* (Cambridge: University Press)

Transfert de rayonnement

Chandrasekhar, S. 1960, *Radiative Transfer* (New York: Dover)

Mihalas, D. 1978, *Stellar atmospheres* (San Francisco: Freeman)

E.3 Haute-résolution angulaire

Diffraction et interférences

Born, M., Wolf, E. 1980, *Principles of Optics*, (Oxford: Pergamon Press), 6th edition, p 491

Léna P. 1986, *Méthodes physiques de l'observation*, (Paris: Interéditions/Editions du CNRS), p 253

Optique adaptative

Beckers, J. 1992, ARAA, 31 — *Adaptive optics for astronomy: principles, performance and applications*

Kern, P. 1990, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Optique adaptative et grands télescopes*

Rigaut, F., 1992, Thèse de troisième cycle, Université Paris VII — *Applications de l'optique adaptative en astronomie*

Rigaut, F., Rousset, G., Kern, P. 1990, La Recherche, 226, 1420 — *L'optique adaptative, une révolution en astronomie*

Images de la physique 1991, *Supplément au numéro 77 du Courrier du CNRS*, 108 — *L'optique adaptative en astronomie*

Interférométrie

Alloin, D.M., Mariotti, J.-M. 1989, NATO-Advanced Science Institutes Series on *Diffraction-Limited Imaging with Very Large Telescopes*

Beckers, J.M., Merkle, F. 1992, ESO Conference on *High-Resolution Imaging by Interferometry II*, (Garching: ESO)

Merkle, F. 1988, NOAO-ESO Conference on *High-Resolution Imaging by Interferometry*, (Garching: ESO)

Perley, R.A., Schwab, F.R., Bridle, A.H. 1989, in *Synthesis Imaging in Radio Astronomy*, (San Francisco: Astronomical Society of the Pacific)

Volonté, S. 1992, ESA Colloquium *Targets for Space-Based Interferometry*

Planètes extrasolaires

Burke, B.F. 1992, *TOPS: Toward Other Planetary Systems; A report by the Solar System Exploration Division*, (NASA)

Liste des tableaux

2.1 Opacités grises 34
2.2 Structure radiale : paramètres typiques des étoiles T Tauri 35

3.1 Chauffage par l'étoile centrale : paramètres typiques d'une étoile T Tauri 68

4.1 Résolution d'un télescope en fonction de sa taille et de λ 93

5.1 Fonctions de transfert et réponses impulsionelles 109
5.2 Performances attendues d'un coronographe à haute résolution spatiale 115
5.3 Influence du décentrage sur les performances du coronographe 117
5.4 Caractéristiques des éléments d'optique de COME-ON en mode coronographique 120
5.5 Rayons des 3 premiers anneaux sombres de la tache d'Airy 120
5.6 Diamètres théoriques des masques occulteurs 120
5.7 Taux de réjection expérimentaux 123

6.1 Paramètres du modèle de Z CMa trouvés par minimization du χ^2 . . 139
6.2 Photométrie infrarouge de Z CMa 139

Table des illustrations

1.1 Localisation des étoiles jeunes dans le diagramme de Hertzsprung-Russell 11
1.2 Spectres de résolution moyenne de quatre étoiles T Tauri 13
1.3 Classes d'étoiles jeunes selon Lada 15
1.4 Distribution spectrales d'énergie d'étoiles T Tauri 17

2.1 Carte de polarisation : observation et modèle 24
2.2 Distribution spectrale d'une étoile jeune 25
2.3 Notations utilisées pour le calcul du *reprocessing* 27
2.4 Propriétés d'un disque de T Tauri typique 35
2.5 Observations et modèles pour l'étoile DF Tau 37
2.6 Observations et modèles pour les étoiles RY Tau et T Tau 39

3.1 Profils verticaux de température dans l'atmosphère d'un disque d'accrétion 69
3.2 Comparaison de la température entre le modèle à une couche et celui à plusieurs couches 71
3.3 La température et la profondeur optique à l'intérieur du disque 72
3.4 La densité et la pression à l'intérieur du disque 73
3.5 Le critère de convection dans le disque 75

4.1 Distributions radiales de brillance d'un disque d'accrétion (émission thermique) 79
4.2 Distributions radiales de brillance d'un disque passif (émission thermique) 81
4.3 Distributions radiales de brillance d'un disque passif illuminé par une étoile située au-dessus du disque (émission thermique) 82
4.4 Facteur de dilution de la lumière stellaire 84

4.5 Contraste entre une étoile et une planète 88
4.6 Exemple de modèle de jet optique 89
4.7 L'environnement de HL Tauri dans la raie [SII] 90
4.8 Diagramme contraste-résolution 97

5.1 Parcours optique d'un coronographe de Lyot 104
5.2 Comparaison entre deux types de coronographe : taille du masque grande devant la résolution et taille du masque de l'ordre de grandeur de la résolution 108
5.3 Distributions d'intensité dans un coronographe 110
5.4 Réponse impulsionnelle dans le plan pupille $\mathcal{H}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ 112
5.5 Réponse impulsionnelle dans le plan du détecteur $\mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ en présence d'un filtre de Lyot 113
5.6 Réponse impulsionnelle dans le plan du détecteur $\mathcal{F}(\boldsymbol{\Theta}'; \boldsymbol{f})$ en l'absence du filtre de Lyot 114
5.7 Taux de réjection de coronographes possédant un filtre de Lyot 115
5.8 Taux de réjection de coronographes ne possédant pas de filtre de Lyot 116
5.9 COME-ON en mode coronographique 119
5.10 Procédé de microphotolithogravure 122
5.11 Images de Sirius à 2.2μm sans et avec le coronographe 123
5.12 Profil d'une étoile ponctuelle sans et avec un coronographe 125

6.1 Z CMa (Carte du Palomar) 130
6.2 Flot bipolaire autour de Z CMa 132
6.3 Cartes de contour de la visibilité de Z CMa 135
6.4 Visibilités complexes simulées en L′ 136
6.5 Visibilités complexes simulées en M 137
6.6 Images reconstruites de Z CMa en L′ 140
6.7 Modèle proposé pour Z CMa 147

Table des matières

Résumé **5**

Abstract **7**

1 Introduction **9**

1.1 Les étoiles jeunes de faible masse 9

1.1.1 Les proto-étoiles 9

1.1.2 Les étoiles T Tauri 10

1.1.3 Les étoiles FU Orionis 12

1.1.4 Les étoiles Ae/Be de Herbig 12

1.2 Spectroscopie et photométrie des étoiles T Tauri 13

1.2.1 Spectres optiques 13

1.2.2 Profils de raies 14

1.2.3 Distributions spectrales d'énergie 14

1.3 Contribution à l'étude des étoiles jeunes de faible masse 17

1.3.1 Théorie et modèles de disques circumstellaires 17

1.3.2 Observations à haute résolution 18

1.4 Références bibliographiques 19

2 Structure radiale des disques circumstellaires **21**

2.1 Existence de disques autour des étoiles jeunes : preuves observationnelles 22

2.1.1 Imagerie infrarouge 22

2.1.2 Profil des raies interdites 22

2.1.3 Polarisation 23

2.1.4 Les excès infrarouge et ultraviolet 23

2.1.5 Le cas des étoiles FU Orionis 25

2.1.6 Conclusion 26

2.2 Modèle de structure radiale des disques 26

2.2.1 Réémission de la lumière stellaire par le disque 26
2.2.2 Flux dissipé par la viscosité 29
2.2.3 Structure radiale de la température du disque 30
2.3 Système étoile/disque 31
2.3.1 Flux émis par l'étoile centrale 32
2.3.2 Flux émis par le disque 32
2.3.3 Flux émis par la couche limite 32
2.3.4 Les opacités 34
2.4 Les résultats 34
2.4.1 Les conditions physiques 34
2.4.2 Comparaison avec les observations 37
2.4.3 Critique du modèle 38
2.5 Conclusion 38
2.6 Références bibliographiques 40

3 Structure verticale des disques circumstellaires 45
3.1 Introduction 45
3.2 Equilibre hydrostatique – Pression 47
3.2.1 Limite supérieure 48
3.2.2 Limite inférieure 48
3.2.3 Conclusion 48
3.3 Equilibre radiatif – Température 49
3.3.1 Introduction 49
3.3.2 Equation de transfert – Conservation de l'énergie 49
3.3.3 Moments de l'intensité – Facteurs d'Eddington 50
3.3.4 Distribution verticale de la température – Solution formelle . . 51
3.3.5 Température – Solution approchée 53
3.4 Méthodes de résolution 53
3.4.1 L'initialisation 53
3.4.2 L'itération Λ 54
3.4.3 La méthode dite de Feautrier 54
3.4.4 Méthode employée 55
3.5 Application à la structure verticale des disques de T Tauri 56
3.5.1 Dissipation visqueuse dans le plan équatorial 56
3.5.2 Dissipation visqueuse sur toute la hauteur du disque 57
3.5.3 Chauffage par l'étoile centrale 60

3.5.4 Modèle complet du disque 67
3.6 Applications : simulations de disques à 2 dimensions 67
3.6.1 Effets du rayonnement de l'étoile centrale 67
3.6.2 Effets isolés de la viscosité 68
3.7 Conclusion 74
3.8 Références bibliographiques 76

4 Environnement circumstellaire des objets stellaires jeunes 77
4.1 Distribution radiale de brillance des disques circumstellaires 78
4.1.1 Disques d'accrétion 78
4.1.2 Disques passifs 80
4.1.3 Diffusion circumstellaire 83
4.2 Le milieu circumstellaire 85
4.2.1 Les disques 85
4.2.2 La binarité 86
4.2.3 Les planètoïdes 87
4.2.4 Ejection de matière 87
4.2.5 Conclusion 88
4.3 Détection du milieu circumstellaire proche 89
4.3.1 Haute résolution angulaire 90
4.3.2 Hauts niveaux de contraste 94
4.4 Diagramme contraste — résolution 96
4.5 Références bibliographiques 98

5 La coronographie à haute résolution angulaire 101
5.1 Introduction 101
5.2 Formation des images à travers un coronographe de Lyot 103
5.2.1 Principe optique 103
5.2.2 Calcul des amplitudes instantanées 104
5.2.3 Calcul de la distribution d'intensité 105
5.2.4 Réponse impulsionnelle du coronographe 106
5.2.5 Conclusion 107
5.3 Performances attendues 109
5.3.1 Intensités dans le cas d'un télescope circulaire 109
5.3.2 Réponses impulsionnelles dans le plan de Lyot et le plan focal 111
5.3.3 Taux de réjection 111

5.3.4 Influence du centrage 116
5.4 COME-ON en mode coronographique 117
5.4.1 Description 117
5.4.2 Observations et résultats 121
5.5 Conclusion 124
5.6 Références bibliographiques 126

6 Z Canis Majoris 129
6.1 L'objet stellaire jeune : Z CMa 129
6.2 Les observations 132
6.3 Les résultats 135
6.3.1 Visibilités et interprétation sous forme d'un modèle simple . . 135
6.3.2 Ajustement du modèle par minimisation du χ^2 138
6.3.3 Reconstruction de l'image déconvoluée 138
6.4 Discussion — Interprétation 141
6.4.1 La binaire 141
6.4.2 La source étendue 142
6.5 Conclusion 148
6.6 Références bibliographiques 148

7 Conclusion 151
7.1 Structure verticale des disques 151
7.2 Environnement circumstellaire 152
7.3 Observations à forte dynamique et à haute-résolution angulaire 152
7.4 Perspectives 153

ANNEXES 155

A The vertical structure of T Tauri accretion disks. I. Heating by the central star 157

B Imaging circumstellar disks around young stars by multi-aperture interferometry 165

C Coronagraphy with adaptive optics 171

D Detection of a 400 AU disk-like structure surrounding the young stellar object Z CMa 177

E Bibliographie générale 183

E.1 Étoiles jeunes 183

E.2 Disques d'accrétion et transfert de rayonnement 184

E.3 Haute-résolution angulaire 184