



HAL
open science

Physico-chimie des disques protoplanétaires: apport de l'interférométrie millimétrique

Vincent Piétu

► **To cite this version:**

Vincent Piétu. Physico-chimie des disques protoplanétaires: apport de l'interférométrie millimétrique. Astrophysique [astro-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2004. Français. NNT: . tel-00340337

HAL Id: tel-00340337

<https://theses.hal.science/tel-00340337>

Submitted on 20 Nov 2008

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.

THÈSE
présentée par

Vincent PIÉTU

pour obtenir le diplôme de docteur de
l'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

Spécialité ASTROPHYSIQUE

Physico-chimie des disques protoplanétaires :
apport de l'interférométrie millimétrique

Date de soutenance:

Composition du Jury:

Mme. Antonella NATTA	Rapporteur
M. Michel PÉRAULT	Rapporteur
M. Frédéric GUETH	Examineur
M. Jean-Louis MONIN	Examineur
Mme. Anne DUTREY	Directrice de thèse
Mme. Claudine KAHANE	Directrice de thèse

Thèse préparée au sein du Laboratoire d'AstrOphysique de Grenoble
UJF/CNRS, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Survol historique	1
1.2	Paradigme	4
1.2.1	Formation des étoiles simples	4
1.3	Données observationnelles	8
1.3.1	Aujourd'hui	8
1.3.2	Demain et après-demain	9
1.4	Enjeu scientifique du travail de thèse	10
2	Structure et émission des disques	13
2.1	Introduction	13
2.2	Structure physique du modèle classique	14
2.2.1	Axisymétrie	14
2.2.2	Disque en rotation	14
2.2.3	Paramétrisation par des lois de puissances	15
2.2.4	Distribution de température cinétique	15
2.2.5	Equilibre hydrostatique vertical	17
2.2.6	Largeur locale des raies moléculaires	19
2.2.7	Description des paramètres	19
2.3	Estimation de l'émission : modèle très simplifié	22
2.3.1	Grandeurs physiques observables	22
2.3.2	Valeurs numériques	23
2.3.3	Hypothèse de Rayleigh-Jeans	23
2.3.4	Expression simplifiée de l'intensité spécifique	24
2.3.5	Épaisseur optique	25
2.4	Emission des raies de rotation moléculaire	25
2.4.1	Equilibre thermodynamique local	25
2.4.2	Coefficients d'absorption des raies	26
2.4.3	Température de brillance	28
2.4.4	Cinématique	28
2.4.5	Densité de flux	31
2.4.6	Flux intégré	33

2.5	Emission du continuum	33
2.5.1	Coefficient d'absorption	33
2.5.2	Température de brillance	36
2.6	Indice spectral du continuum	36
2.6.1	Cas optiquement mince	36
2.6.2	Cas optiquement épais	38
2.6.3	Mesure de β	39
3	Les données interférométriques	41
3.1	Généralités sur l'interférométrie millimétrique	41
3.1.1	Principe	41
3.1.2	Imagerie	46
3.1.3	Atmosphère	50
3.1.4	Calibrations	57
3.1.5	Estimation du bruit	59
3.2	Détectabilité des disques protoplanétaires	60
3.3	Limitations pour la problématique astrophysique	63
3.4	Observations	63
3.4.1	Calibrateurs de phase	64
3.4.2	Calibration de flux	65
3.4.3	Bilan des observations	66
4	Transfert de rayonnement	73
4.1	Formulation du problème	73
4.2	Modèle ETL	77
4.3	Transfert de rayonnement	77
4.3.1	Approche locale: modèle des probabilités d'échappement	78
4.3.2	Modèle 1D	82
4.4	Modèle de disque hors ETL	85
4.4.1	Description	85
4.5	Méthodes de minimisation	88
4.5.1	Principe	88
4.5.2	Minimisation	88
5	Analyse astrophysique	91
5.1	Etoile de Herbig	91
5.1.1	HD34282	91
5.1.2	AB Aurigae	101
5.2	Structures physiques de LkCa15 et MWC480	113
5.2.1	Introduction	113
5.2.2	Principe et avantages de l'analyse:	115

5.2.3	Résultat de l'analyse de LkCa 15:	116
5.2.4	Résultat de l'analyse de MWC 480	121
5.3	Chimie des disques protoplanétaires	125
5.3.1	DM Tau	125
5.3.2	Résultats	125
5.4	Comparaisons entre étoiles T Tauri et étoiles de Herbig HAe	129
5.4.1	Structures physiques	129
5.4.2	Hauteurs d'échelles et distribution verticale des molécules	130
5.4.3	Chimie observationnelle	131
6	Conclusions et perspectives	135
6.1	Conclusions	135
6.2	Perspectives	136
6.2.1	Court terme	136
6.2.2	Moyen terme	137
6.2.3	Long terme	137
A	Implémentation de la méthode des probabilités d'échappement	151

Table des figures

1.1	Paradigme de la formation stellaire	6
1.2	Moyens d'observation des disques protoplanétaires	10
2.1	Sources de chauffages dans un disque	16
2.2	Comparaison des types I et II de gradient de température	18
2.3	Equilibre des forces dans un disque	18
2.4	Géométrie	21
2.5	Approximation haute température	29
2.6	Symétries dans le référentiel des observations	30
2.7	Cinématique	31
2.8	Flux intégré	34
2.9	Opacité des poussières	35
2.10	Température de brillance	37
3.1	Principe de fonctionnement d'un interféromètre radio millimétrique	43
3.2	Relations entre les fréquences des bandes latérales supérieure et inférieure, fréquence de l'oscillateur local et fréquence intermédiaire	44
3.3	Emission étendue et définition de s_0 , s , σ et $d\Omega$	45
3.4	Repliement induit par l'échantillonnage du plan (u, v)	48
3.5	Opacités atmosphériques aux longueurs d'onde millimétriques	51
3.6	Fonction de structure de l'atmosphère	55
3.7	Spectre de puissance de la phase atmosphérique	56
3.8	Températures de brillance à 230 GHz et sensibilité de l'interféromètre du Plateau de Bure	61
3.9	Températures de brillance à 90 et 110 GHz et sensibilité de l'interféromètre du Plateau de Bure	62
3.10	Sources et calibrateurs de phase utilisés	65
3.11	Variation spectrale des flux continuum	68
3.12	Emission moléculaire autour de AB Aur	69
3.13	Emission moléculaire autour de MWC 480	70
3.14	Emission moléculaire autour de LkCa 15	71
3.15	Emission moléculaire autour de DM Tau	72

4.1	Probabilité d'échappement	79
4.2	Géométrie plan-parallèle	82
4.3	Algorithme de résolution	86
4.4	Définition des épaisseurs optiques τ^+ et τ^- dans un disque protoplanétaire.	87
5.1	Spectre 30-m de ^{12}CO (2-1) dans HD 34282	92
5.2	Variation des paramètres avec la distance	93
5.3	Image de AB Aur en bande H	101
5.4	Continuum à 1.3 mm autour de AB Aurigae	102
5.5	Spectres dans l'infrarouge moyen de MWC 480 et de la comète Levy	114
5.6	Opacités dans un disque	115
5.7	Résultats des ajustements sur LkCa 15	117
5.8	Résultats des ajustements sur MWC 480	122
5.9	Résultats des ajustements sur DM Tau	126
5.10	Gradient de température en fonction de la température effective de l'étoile	129
5.11	Températures à 100 UA en fonction de la température effective de l'étoile	130
6.1	Températures de brillance à 230 GHz et sensibilité de l'interféromètre ALMA	138

Liste des tableaux

2.1	Paramètres du disques	20
2.2	Valeurs numériques utilisées	24
2.3	Abondances numériques et coefficients d'absorption des molécules	27
2.4	Rayons de transition optiquement mince - optiquement epais	27
2.5	Coefficient d'absorption continuum	36
3.1	Table récapitulative des opérations de calibrations	60
3.2	Transitions observées et configurations correspondantes	64
3.3	Flux continuum	66
3.4	Coordonnées J 2000.0 des sources	67
4.1	Densités critiques de thermalisation	78
5.1	Variation des paramètres déduit de la modélisation avec la distance	93
5.2	Paramètres physiques du disque entourant LkCa 15	118
5.3	Abondances et déplétions dans LkCa 15	119
5.4	Paramètres du disque autour de LkCa 15	120
5.5	Paramètres physiques du disque entourant MWC480	121
5.6	Températures $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{12}\text{CO}(1-0)$ dans MWC 480	121
5.7	Abondances et déplétions dans MWC 480	123
5.8	Paramètres du disque autour de MWC 480	124
5.9	Paramètres physiques du disque entourant DM Tau	126
5.10	Abondances déplétions dans DM Tau	127
5.11	Paramètres du disque autour de DM Tau	128
5.12	Hauteurs d'échelles $^{12}\text{CO}(2-1)$ dans DM Tau, LkCa 15 et MWC 480	132
5.13	Rayons extérieurs de ^{12}CO et ^{13}CO dans DM Tau, LkCa 15, et MWC 480	132
5.14	Comparaison avec les modèles de chimie	133

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Survol historique	1
1.2	Paradigme	4
1.3	Données observationnelles	8
1.4	Enjeu scientifique du travail de thèse	10

1.1 Survol historique

Dans l'Antiquité, les observateurs du ciel avaient noté l'existence d'astres se déplaçant sur la voute céleste, ce qui leur valut le terme de planètes (astres errants). Étaient alors connues outre le Soleil bien sûr et la Lune : Mercure, Venus, Mars, Jupiter et Saturne. On a longtemps supposé que ces astres tournaient autour de la Terre. Ce géocentrisme a été consacré par la théorie de Claude Ptolémée.

Alors que les observations du mouvement rétrograde de Mars poussaient les tenants de système ptolémaïque à recourir à l'artifice des épicycles se tramait une révolution scientifique et philosophique : la remise en cause de cette théorie par Nicolas Copernic (COPERNICUS 1543) qui, en proposant un système héliocentrique, a posé les bases de la science et de l'astronomie moderne. S'en est suivi une histoire faite de découvertes permanentes. Le développement des lunettes par Galilée a permis à ce dernier de mettre à jour les satellites de Jupiter, d'établir une cartographie de la Lune, ou encore de mettre en évidence les phases de Vénus, ce qui appuya sa conviction que la description Copernicienne était la bonne, et l'amena à connaître le sort funeste que l'on sait.

Auparavant, Tycho Brahé avait non seulement remarqué la Supernova de 1572, mais également compilé une somme impressionnante d'observations remarquablement précises pour l'époque, ce qui permettra à son élève Johannes Kepler de publier ses fameuses lois. KEPLER (1609) énonce les deux premières :

- les orbites des planètes sont des ellipses, dont le Soleil occupe l'un des foyers

- la deuxième, connue sous le nom de loi des aires, stipule que le rayon reliant la planète au Soleil balaye des aires égales en des durée égales.

Enfin, KEPLER *et al.* (1619) énonce la troisième, connue comme la loi des périodes :

- le rapport du cube du demi-grand axe de l'orbite et du carré de la période est une constante fixe pour toutes les planètes

Puis vint la révolution de la mécanique, avec la découverte de la loi de la gravitation par NEWTON (1687), qui allait amener aux 17ème et 18ème siècle les succès que l'on connaît, avec les détections des planètes Uranus par William Herschel en 1781, et surtout de Neptune en 1846 sur la base des prévisions d'Adams et Le Verrier pour qui les perturbations de l'orbite d'Uranus étaient dues à une planète encore inconnue. Pluton, enfin, fut découverte en 1930 par Clyde Tombaugh, complétant ainsi l'atlas "classique" des 9 planètes de notre système Solaire.

La remise en cause du géocentrisme amena alors naturellement à se poser la question de la formation du système Solaire. KANT (1755), puis indépendemment LAPLACE (1796) formulèrent l'idée que les planètes et leurs satellites sont issus de la contraction et du refroidissement d'une nébuleuse.

La théorie concurrente proposée par BUFFON (1778), et reprise par JEFFREYS (1918), appelée catastrophique, propose qu'un astre aurait percuté (ou approché) le Soleil, arrachant ce faisant un "torrent de matière" qui en se condensant aurait formé les planètes.

La discussion porta alors surtout sur le **lent** mouvement de rotation du Soleil sur lui-même (puisque si 99.9 % de la masse du système Solaire se trouve dans le Soleil, 99.5 % de son moment angulaire est dans les planètes, en fait principalement porté par Jupiter). Ceci semblait condamner la théorie nébuleuse, qui fut en fin de compte réintroduite de façon moderne par WEIZSÄCKER (1943).

JEANS (1919) notait à l'époque :

And the Nebular Hypothesis might be considered proved with sufficient rigour, if we found in the sky systems in the various stages described by Laplace, ending up with a great number of systems similar to our own. So far from this being the case, observational astronomy has so far failed to discover a single other stellar system which is in the least degree similar to our solar system, or which seems in the remotest degree likely to develop into such a system. This may perhaps be due to the limitations of our instruments, but the fact remains; the attempts to test the theory observationally leads at the best to a closed door.

Cette situation devait changer avec la découverte par JOY (1945, 1949) des étoiles T Tauri, du nom de leur représentante la plus lumineuse. Les critères retenus par Joy étaient leur type

spectral tardif, leur variabilité photométrique, et le fait de posséder des “raies d’émission ressemblant à la chromosphère solaire”. AMBARTSUMIAN (1947) a été le premier à suggérer la jeunesse des étoiles T Tauri. Le lecteur intéressé trouvera dans BERTOUT (1989); APPENZELER & MUNDT (1989) des revues des propriétés des étoiles T Tauri.

Ceci fut suivi par le recensement par HERBIG (1960) de leurs contreparties plus massives qui portent désormais le nom d’étoiles de Herbig. Les critères pour l’établissement de son catalogue étaient : type spectral A ou B, avec des raies en émission, localisation dans des régions obscurcies, et présence de nébuleuses illuminées.

Une des premières confirmations de l’hypothèse de nébuleuse préstellaire est venue des mesures de la polarisation de la lumière provenant de la source de Becklin Neugebauer dans Orion (Orion BN). ELSASSER & STAUDE (1978) ont proposé que cette polarisation était la conséquence d’une distribution non sphérique de la poussière circumstellaire.

Parallèlement, SHAKURA & SUNYAEV (1973); LYNDEN-BELL & PRINGLE (1974) établissaient les premiers fondements théoriques sur l’émission des disques dans lesquels un phénomène d’accrétion est à l’oeuvre.

Par la suite, le lancement des satellites IUV et surtout IRAS a enfin permis d’observer dans l’ultraviolet et l’infrarouge. On identifia alors des excès infrarouge et ultraviolet, c’est-à-dire la présence d’un flux excédent le rayonnement de corps noir de l’étoile centrale. L’excès infrarouge fut interprété comme le signe de la présence de poussières circumstellaires froides, dont le rayonnement est maximum dans l’infrarouge. L’excès ultraviolet était lui interprété comme la conséquence de l’accrétion de la matière circumstellaire, la chute de cette matière sur l’étoile entraînant des chocs d’accrétion (CALVET & GULLBRING 1998).

SMITH & TERRILE (1984) ont imagé les premiers le disque autour de l’étoile β Pictoris. Les études subséquentes ont mis en évidence que ce disque était gauchi, déformation dont on pense qu’elle est due à la présence perturbatrice d’une planète (MOUILLET *et al.* 1997). De plus, les considérations sur le temps de vie des poussières submicroniques responsables de cette émission montrent que ce dernier est faible (à cause de la pression de radiation) comparée à l’âge du système, et qu’en conséquence ces poussières doivent être continuellement produites par des interactions dynamiques. C’est la raison pour laquelle le disque de β Pictoris et les objets analogues sont appelés **disques de débris**.

L’essor dans les années 1970 de l’astronomie millimétrique, adaptée à l’étude de l’Univers froid, permit alors de détecter une foule de molécules dans le milieu interstellaire. Puis, dans les années 1990, il devint possible de détecter l’émission des disques protoplanétaires dans ce domaine de longueur d’onde (BECKWITH *et al.* 1990), puis de les imager (KOERNER *et al.* 1993; DUTREY *et al.* 1994) et d’apporter la preuve observationnelle qu’ils sont en rotation képlérienne.

Enfin, MAYOR & QUELOZ (1995) détectèrent par la méthode des vitesses radiales la première planète extrasolaire. De nombreuses autres planètes ont ensuite été détectées par la même technique (certaines par une méthode alternative, dite des transits, qui consiste en la mesure de la baisse de la luminosité du système quand la planète traverse le disque stellaire,

dans des systèmes vus “par la tranche”), pour constituer à ce jour (13 Octobre 2004) un catalogue de 133 planètes réparties en 117 systèmes planétaires (13 d’entre eux étant multiples)¹. La grande surprise de cette découverte, confirmée par les suivantes, fut de trouver des planètes massives orbitant à une faible distance de l’étoile. Ceci leur valut le nom de “Jupiters chauds”. Ces systèmes extra-solaires n’étaient guère semblables au notre. Il fallut donc invoquer des mécanismes de migration des planètes par interaction avec leur disque parent pour expliquer cette localisation incongrue (GOLDREICH & TREMAINE 1980; LIN & PAPALOIZOU 1986).

Et puis, très récemment, CHAUVIN *et al.* (2004) rapportent avoir imagé pour la première fois ce qu’ils appellent un “candidat planète géante”.

Les systèmes planétaires extrasolaires et les disques desquels ils sont supposés se former ne sont donc aujourd’hui plus le sujet des seules études théoriques, mais font clairement partie du domaine auquel les moyens d’observations modernes sont sensibles : la porte fermée à laquelle Jeans était confronté s’est donc (entre)ouverte.

1.2 Paradigme

Cette construction historique a produit le paradigme actuel concernant la formation stellaire et planétaire.

1.2.1 Formation des étoiles simples

Le scénario “classique” (LARSON 1969; SHU *et al.* 1987) de la formation des étoiles simples est indiqué sur la figure 1.1. Le lecteur intéressé trouvera dans ANDRE *et al.* (2000), par exemple, une présentation plus détaillée des phases précoces de la formation stellaire.

Un nuage moléculaire géant se fragmente pour donner naissance à des coeurs denses. Ces derniers sont initialement à l’équilibre, c’est-à-dire que les gradients de pression thermique, magnétique ou turbulente sont suffisamment forts pour s’opposer à leur propre gravité. La dissipation de la turbulence (NAKANO 1998), la diffusion ambipolaire, qui réduit la pression magnétique (SHU *et al.* 1987), ou encore des ondes de choc de Supernovae, amènent alors cette condensation à être instable vis-à-vis de sa propre gravité. En conséquence, la condensation subit un effondrement, dans un premier temps isotherme, puisque l’énergie de gravitation ainsi libérée est évacuée sous forme de rayonnement par les poussières, puis quand le rayonnement de ces dernières devient optiquement épais, l’évolution devient adiabatique. Les parties internes se réchauffent alors, et la contraction y devient quasi-statique. Puis lorsque la température dépasse 2000 K, la dissociation de H₂, endothermique, provoque l’effondrement gravitationnel du coeur préalablement formé (MASUNAGA & INUTSUKA 2000). Le système passe alors de la phase protostellaire à la phase préstellaire, dans lequel la masse M_* de l’objet central augmente progressivement au détriment de la masse M_{env} de l’enveloppe. La température de l’objet central s’élève alors également. La densité de l’enveloppe, initialement $\propto r^{-2}$, évolue

1. D’après le catalogue des planètes extrasolaires tenu par Jean Schneider consultable à l’adresse suivante : <http://www.obspm.fr/encycl/catalog.html>

alors progressivement vers un profil $\propto r^{-1.5}$ sous l'effet de la propagation vers l'extérieur à la vitesse du son d'une onde de raréfaction. La vitesse radiale, lorsque l'onde de raréfaction est passée (SHU *et al.* 1987, "inside-out collapse"), possède un profil $\propto r^{-0.5}$.

Comme la condensation initiale est en rotation (GOODMAN *et al.* 1993), le moment angulaire spécifique de la matière en chute libre augmente à mesure que les parties les plus externes de l'enveloppe tombent sur l'objet central. Au bout d'un certain temps, la matière qui chute "manque", à la manière d'une comète, l'étoile. Les colonnes d'accrétion, situées symétriquement par rapport au plan équatorial s'y rencontrent dans un choc annulant leur vitesse poloidale. Ceci entraîne la formation d'un disque, dont la taille croit par la suite (CASSEN & MOOSMAN 1981; CASSEN & SUMMERS 1983; STAHLER *et al.* 1994).

Cette évolution continue est découpée (plus ou moins arbitrairement) en phases, selon le schéma suivant :

Classe 0 la masse M_* de l'objet central est inférieure à celle M_{env} de l'enveloppe.

Classe I la masse de l'objet central devient supérieure à celle de l'enveloppe.

Classe II l'objet central devient visible ; le système est constitué d'une étoile pré-séquence principale, et d'un disque protoplanétaire. L'âge du système est de l'ordre du million d'années.

Classe III l'étoile pré-séquence principale, ou éventuellement déjà sur la séquence principale est entourée d'un disque de débris, dont la dynamique n'est pas contrôlée par la composante gazeuse, mais par les poussières. L'âge du système est de l'ordre de la dizaine de millions d'années,

Parallèlement aux mouvements d'accrétion se déroulant dans le disque, on observe également des mouvements d'éjection bipolaire que je décris ci-dessous séparément.

Structure des disques protoplanétaires La conservation du moment cinétique induit que la densité de surface $\Sigma(r)$ dans un disque animé de mouvements de rotation à une vitesse angulaire $\Omega(r)$ dans lequel l'accrétion $\dot{M}(r)$ est contrôlée par la viscosité cinématique $\nu(r)$ obéit à l'équation suivante :

$$\dot{M}(r) \frac{d}{dr} (\Omega(r)r^2) + 2\pi \frac{d}{dr} \left(\Sigma(r)\nu(r)r^3 \frac{d\Omega}{dr}(r) \right) = 0 \quad (1.1)$$

Ce qui, en supposant une accrétion constante \dot{M}_∞ , donne :

$$\Sigma(r) = \frac{\dot{M}_\infty}{3\pi\nu(r)} \left(1 - \sqrt{\frac{r_*}{r}} \right) \quad (1.2)$$

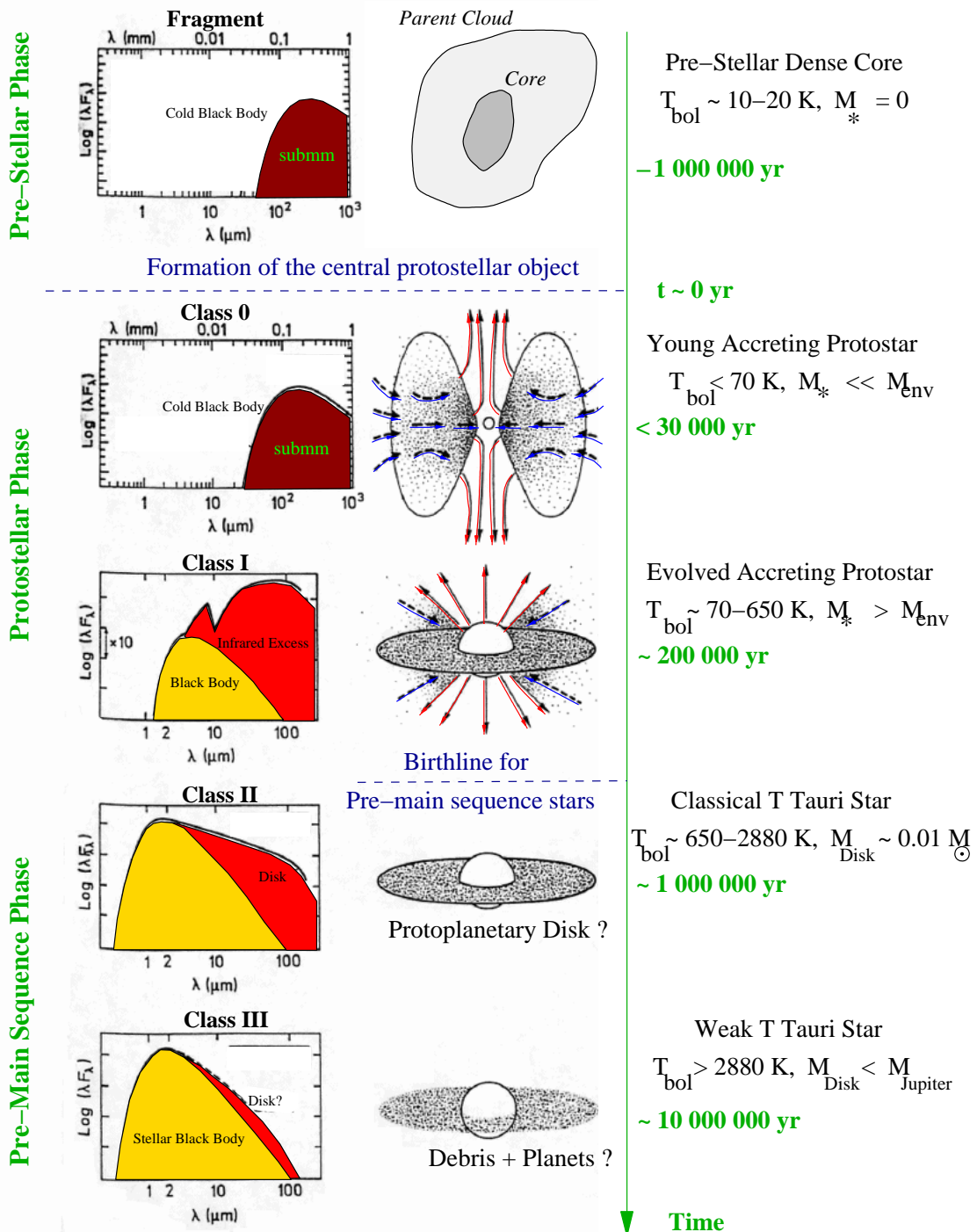


FIG. 1.1: *Paradigme de la formation stellaire. Figure extraite de ANDRÉ (2002)*

Problématique accrétion-éjection Dans les années 1950, les astronomes ont découvert un certain nombre de nébulosités visibles, appelées objets de Herbig-Haro (HH) dans les régions du Taureau ou d’Orion (HERBIG 1951; HARO 1952). Ce n’est que plus tard que l’on a pu reconnaître que ces objets traçaient en fait un jet de matière éjecté par des étoiles jeunes. En particulier, SNELL *et al.* (1980) ont observé le flot bipolaire de L 1551 en $^{12}\text{CO}(2-1)$ et (1-0), et ont constaté son association avec les objets de Harbig-Haro HH28, HH29, and HH102, ce qui suggérait une origine commune.

Il semble aujourd’hui qu’il existe une corrélation entre accrétion et éjection (CABRIT *et al.* 1990). Les jets qui se manifestent à grande échelle semblent être “lancés” des parties les plus internes des disques. Leur observation est possible dans les raies (optiques) interdites suivantes : doublet [S II] 6716,6731, [O I] 6300, [N II] 6584. Les températures d’excitation déduites de ces observations sont de l’ordre de 10 000 à 20 000 K, avec une excitation hors équilibre thermodynamique local. Les vitesses de ces jets sont assez élevées (de quelques dizaines à quelques centaines de km.s^{-1}). Dans les phases plus avancées (T Tauri), on observe également des “micro-jets”, beaucoup moins développés que dans leurs contreparties plus jeunes. L’observation de la collimation, de la vitesse terminale, des conditions d’excitation (densité électronique, température cinétique et la fraction d’ionisation déduites de l’observation des raies sus-mentionnées) constituent autant de contraintes pour les modèles d’éjection.

On observe également des flots moléculaires bipolaires autour des étoiles jeunes, dont un des exemples les plus spectaculaires est sans doute celui de HH 211 (GUETH & GUILLOTEAU 1999). Ces flots seraient constitués de matière entraînée par le jet formant une cavité dans le nuage parent avec des chocs en arcs.

Deux modèles concurrents sont actuellement reconnus comme pouvant être responsables de l’éjection :

- les modèles du type vent X (SHU *et al.* 1994; NAJITA & SHU 1994), dans lesquels la zone de lancement du jet se situe à l’endroit où les champs magnétiques stellaire et du disque se reconnectent (point X, approximativement situé au rayon de corotation, rayon auquel la vitesse de rotation képlérienne est égale à la vitesse de rotation stellaire, de l’ordre de quelques centièmes d’UA).
- les modèles de vent de disque (BLANDFORD & PAYNE 1982; FERREIRA 1997; CASSE & FERREIRA 2000), dans lesquels le fait que la matière ionisée dans son accrétion traverse le champ magnétique à “grande” échelle (quelques UA dans le disque) grâce à la turbulence magnétique crée un courant électrique toroïdal. Ce dernier engendre une force qui “soulève” la matière (vent). Cette dernière subit par la suite une accélération magnéto-centrifuge (le mécanisme d’accélération est d’ailleurs identique dans le cas du modèle de vent X). Ce mécanisme suppose que la fraction d’ionisation doit être supérieure à 10^{-10} .

L’existence de ces mouvements d’éjection permet d’expliquer en partie le problème du moment angulaire qui occupa, comme nous l’avons vu, les pionniers qui se sont intéressés à la

formation du système Solaire. En effet, les jets permettent d'évacuer une partie de ce moment angulaire du système étoile+disque.

1.3 Données observationnelles

Les indices semblent donc s'accumuler en faveur de la formation des planètes au sein de **disques protoplanétaires**, ce qui leur vaut d'ailleurs leur nom. Dans cette perspective, comprendre leur physico-chimie permettra de mieux contraindre le scénario de la formation planétaire.

Mon travail de thèse concerne ces disques protoplanétaires. Je continue donc cette introduction avec une revue (forcément incomplète) des différents moyens de les observer. Dans un premier temps, je présenterai ceux existants, puis j'essayerai de me projeter sur les moyens à venir.

1.3.1 Aujourd'hui

A l'heure actuelle, les disques protoplanétaires sont le sujet de nombres d'études, à la fois théoriques et observationnelles. Ce foisonnement s'explique par les nombreux moyens d'observations modernes qui offrent donc la possibilité de tester les modèles théoriques.

Je distinguerai les observations qui permettent de résoudre, et donc d'imager les structures des disques de celles qui se basent sur la détection de l'émission intégrée. Les moyens peuvent être classés selon divers schémas, et j'ai choisi de distinguer les observations non résolues et résolues.

Observations non résolues : La détection des rayons X rend possible par exemple l'identification de nouvelles étoiles T Tauri très enfouies. Dans l'ultraviolet, le satellite FUSE permet de détecter l'absorption de H_2 sur un continuum, mais le lobe assez large de ces observations entraîne une confusion sur la source d'émission réelle. Dans l'optique, un certain nombre de raies sont accessibles, au rang desquelles la raie $H\alpha$, qui constitue un indicateur de l'accrétion. Ceci est d'ailleurs la base de la division des étoiles T Tauri en "Classical T Tauri Stars" (CTTs) et "Weak line T Tauri stars" (WTTs) selon l'intensité de cette raie. Cette division est faite sur la base de la largeur équivalente $W_{H\alpha}$ selon qu'elle est inférieure (WTTs) ou supérieure (CTTs) à 10 \AA .

Dans l'infrarouge, les signatures spectrales d'un certain nombre de matériaux permettent d'étudier la composition de poussières et de leur manteau. Les observations du satellite ISO rendent possible l'étude de certaines raies de l'infrarouge lointain, et la mesure de la photométrie à 12, 25, 60 et 100 μm . Cependant, comme pour FUSE, le grand lobe de ces observations peut entraîner une confusion.

Dans le domaine millimétrique, les radio-télescopes à antenne unique, comme celui de Pico Veleta permettent la détection des raies de rotation de faible nombre quantique de rotation J de nombreuses molécules. Dans le domaine submillimétrique, les antennes du JCMT ou du

CSO offrent la détection de raies de rotation provenant des niveaux de rotation de J plus élevés.

Techniques d'imageries : Au rang des techniques qui "résolvent" l'émission des disques protoplanétaires figurent l'imagerie en lumière diffusée dans l'optique ou le proche infrarouge à l'aide du télescope spatial Hubble ou de télescopes terrestres munis d'optiques adaptatives, et l'imagerie de l'émission thermique des poussières dans l'infrarouge moyen. L'interférométrie "optique" (par opposition avec l'interférométrie radio) est en plein développement, et a déjà permis d'apporter des résultats très intéressants sur les parties les plus internes des disques. Par exemple MONNIER & MILLAN-GABET (2002) ont mis en évidence que le rayon interne dans disques des étoile de Herbig était déterminé par la sublimation des poussières. Les nouveaux instruments (MIDI, AMBER sur le VLTI, ou le Keck-I) devraient, à n'en pas douter, poursuivre la moisson de nouvelles informations, par exemple en apportant des nouvelles contraintes sur les mécanismes de lancement des jets. Cette technique possède cependant un champ de vue très limité.

L'interférométrie millimétrique résoud l'émission des raies de rotation moléculaire, ce qui permet d'avoir accès à la **cinématique** du disque. De plus les régions externes froides rayonnant dans ce domaine, l'émission des poussières permet de tracer le réservoir de masse présent dans les disques. L'interféromètre du Plateau de Bure avec ses 6 antennes de 15 mètres est à l'heure actuelle l'instrument de ce type le plus sensible.

Dans le domaine submillimétrique, l'interféromètre SMA permet l'imagerie des raies de rotation plus excitées.

Enfin, les observations du continuum à 7 mm des sources les plus fortes sont possibles avec le VLA.

1.3.2 Demain et après-demain

La situation actuelle devrait changer grâce à plusieurs développements instrumentaux en cours. Dans le domaine de l'interférométrie optique, les développements attendus sur un interféromètre comme le VLTI devraient permettre à la seconde génération d'instruments de devenir réellement des imageurs. En effet, avec la génération actuelle d'instruments, les mesures de visibilité sont insuffisantes pour obtenir des images, et leur analyse se fait par le biais d'une modélisation dans le plan de Fourier. A plus long terme, imager les disques d'étoiles jeunes fait partie des objectifs scientifiques des ELTs ("Extremely Large Telescope").

Dans le domaine millimétrique et submillimétrique, l'interféromètre ALMA, avec 64 antennes de 12 mètres (et donc 2016 lignes de bases, dont certaines pouvant dépasser 10 kilomètres), situé dans un très bon site, devrait révolutionner la radioastronomie, en apportant des gains à la fois en sensibilité et en résolution angulaire. Par exemple, ALMA offrira à 230 GHz une résolution correspondant à une distance linéaire de 4 UA pour un système situé à 150 pc, soit légèrement moins que la distance Soleil-Jupiter.

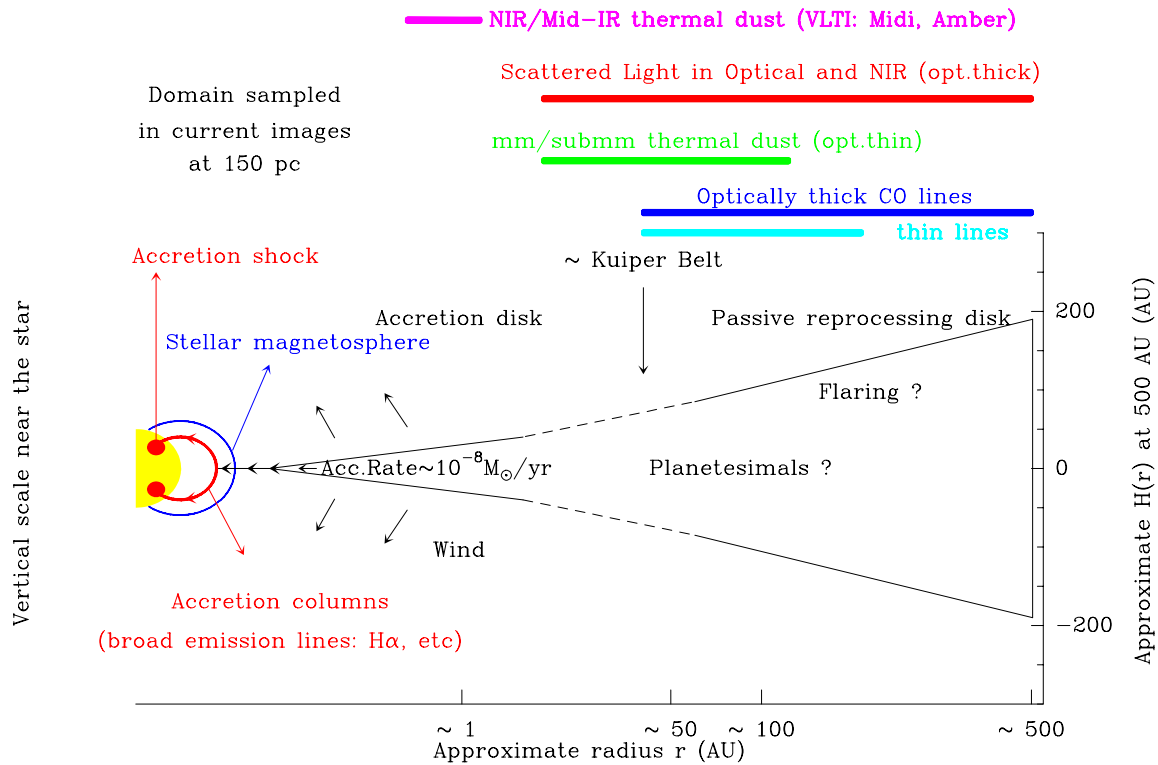


FIG. 1.2: Schéma représentant un disque protoplanétaire typique situé à 150 pc, et régions sondées par les différentes techniques d'observations. Figure tirée de DUTREY (1999)

1.4 Enjeu scientifique du travail de thèse

Le paradigme actuel explique relativement bien les différentes phases de la formation stellaire. Cependant, l'articulation de ces phases reste pour le moins incertaine. Comment passe-t-on des phases les plus précoces aux classes I? Si certains auteurs ont réfléchi à cette question (CASSEN & MOOSMAN 1981; CASSEN & SUMMERS 1983; STAHLER *et al.* 1994), les observations auxquelles confronter ces travaux théoriques manquent. De même, le passage des disques protoplanétaires (classe II) aux disques de débris (classe III) reste encore très méconnu. Cependant l'observation de disques aux propriétés intéressantes, comme celui de BP Tau (DUTREY *et al.* 2003), semble indiquer que ces disques "de transition" commencent à être à la portée des moyens d'observations actuels. Mais sans aller aussi loin, la connaissance des propriétés physiques de base des disques protoplanétaires, reste très incomplète :

- comment la matière est-elle répartie dans les disques protoplanétaires? Où se trouve le réservoir de masse à partir duquel les planètes se forment?
- les gradients de température verticaux, tels que suggérés par les modèles, et mis en évidence dans DM Tau existent-ils partout? Ce gradient depend-il du type spectral de l'étoile centrale?

De plus, si des modèles de chimie dans les disques ont vus le jour (AIKAWA *et al.* 1997; WILLACY *et al.* 1998; WILLACY & LANGER 2000; AIKAWA *et al.* 2002), les contraintes observationnelles sur ces modèles restent faibles. La chimie est-elle proche de celle des régions de photo-dissociation comme le laissent supposer les modèles et la sous-abondance d’HCN par rapport à celle de CN (DUTREY *et al.* 1997)?

C’est donc une approche observationnelle qui guide cette thèse. En utilisant les forces de l’interférométrie millimétrique, à savoir son adéquation à l’étude des régions froides de l’Univers et la présence dans ce domaine de longueurs d’onde des raies de rotation de nombreuses molécules d’une part, et la résolution angulaire d’autre part, j’espère simplement pouvoir pousser encore un peu plus la porte ouvrant sur les mystères de la formation stellaire et planétaire.

Dans cette optique, je déduis les paramètres physiques des disques protoplanétaires entourant LkCa 15, MWC 480, HD 34282, et AB Aur, **indépendamment** des modèles physiques. Pour ce faire, j’emploie un modèle paramétrique adapté à ces objets, qui me permet d’interpréter les observations des raies de rotation des isotopes de CO. Dans une démarche de chimie observationnelle, j’utilise des transitions moléculaires observées avec l’interféromètre du Plateau de Bure pour déduire des contraintes pour les modèles de chimie de l’observation des raies de rotation de molécules comme CN, HCN, C₂H ou encore H₂CO.

Dans le chapitre 2, je présente le cadre général dans lequel je me place par la suite, et en simplifiant ce cadre, je dérive analytiquement des expressions de l’émission des disques. Dans le chapitre 3, je présente l’interférométrie millimétrique, en insistant sur les précautions à prendre pour analyser correctement les données, et présente celles que j’ai obtenues avec l’interféromètre du Plateau de Bure. Dans le chapitre 4, je présente le modèle de transfert de rayonnement que j’ai développé pour la géométrie particulière des disques protoplanétaires. Enfin, dans le chapitre 5, je présente les résultats, dont certains sont préliminaires, de la modélisation des données présentées dans le chapitre 3. Enfin, je conclus ce manuscrit et envisage les perspectives qui en découlent naturellement.

Chapitre 2

Structure et émission des disques

Sommaire

2.1	Introduction	13
2.2	Structure physique du modèle classique	14
2.3	Estimation de l'émission: modèle très simplifié	22
2.4	Emission des raies de rotation moléculaire	25
2.5	Emission du continuum	33
2.6	Indice spectral du continuum	36

2.1 Introduction

Comme présenté dans l'introduction, ce travail de thèse concerne les observations millimétriques (des raies de rotation moléculaires et du continuum thermique émis par les poussières) des disques protoplanétaires. Je présente tout d'abord dans ce chapitre les hypothèses générales sur la structure physique des disques, ce qui me permet d'introduire les notations utilisées par la suite. Ces hypothèses sont celles que j'utiliserai dans le chapitre 4 sur le modèle général de transfert de rayonnement dans les disques. D'autre part, dans une seconde partie de ce chapitre, j'effectue des calculs analytiques dans le cadre d'un modèle très simplifié. Ceci me permet d'estimer les ordres de grandeur de l'émissivité de ces objets aux longueurs d'onde millimétriques, et de comparer ces derniers aux seuils de détectabilité de l'interféromètre du Plateau de Bure dans le chapitre suivant.

Le problème que l'on souhaite résoudre *in fine* est un problème inverse. Comme tout les problèmes inverses, il nécessite une régularisation. Afin d'apporter des contraintes indépendamment des modèles physiques (pour justement permettre de tester ces derniers), il est judicieux d'utiliser un modèle paramétrique, où les différentes grandeurs physiques sont paramétrées *ad hoc*. Pour être cohérent avec l'idée exposée ci-dessus d'un modèle avec le moins d'*a priori* possible, les hypothèses doivent être le moins nombreuses possibles et raisonnables. Je présente ici dans un premier temps les hypothèses sur la structure physique paramétrée

(axisymétrie, disque en rotation, paramétrisation par des lois de puissance, distributions verticales).

2.2 Structure physique du modèle classique

Ce modèle est destiné à simuler l'environnement des étoiles jeunes. La théorie de la formation stellaire pour les étoiles de faibles masses prévoit que ces dernières sont issues de la contraction d'un coeur pre-stellaire. Or l'observation de ces derniers (GOODMAN *et al.* 1993) montre qu'ils sont animés de mouvements de rotation. La conservation du moment angulaire initial fait que le milieu va progressivement adopter lors de son effondrement une géométrie "aplatie", c'est-à-dire de disque (CASSEN & MOOSMAN 1981; CASSEN & SUMMERS 1983; STAHLER *et al.* 1994).

2.2.1 Axisymétrie

Cette considération théorique a été confirmée par les observations à différentes longueurs d'onde; la géométrie considérée est donc celle d'un disque.

La première hypothèse est que ces objets ont une structure axisymétrique. Les différentes grandeurs physiques sont des fonction de (r, z) , où r représente le rayon en coordonnées cylindriques, et z l'altitude dans le disque (voir fig 2.3).

2.2.2 Disque en rotation

Les théories de la formation stellaire (hydrodynamique, ou magnéto-hydrodynamique), prévoient également que ces disques soient quasiment en rotation Keplerienne (PRINGLE 1981). De ce point de vue, seules les observations de spectro-imagerie permettent d'avoir accès à la cinématique. En particulier, les observations millimétriques ont permis depuis le début des années 1990, de mettre en évidence non seulement que les disques sont en rotation (KOERNER *et al.* 1993), mais encore que cette dernière est Keplerienne (DUTREY *et al.* 1994), c'est-à-dire que (KEPLER 1609; KEPLER *et al.* 1619) :

$$v_{\theta}(r) = \sqrt{\frac{GM}{r}} \quad (2.1)$$

$$\Omega(r) = \sqrt{\frac{GM}{r^3}} \quad (2.2)$$

où v_{θ} est la célérité (module de la vitesse), $\Omega(r)$ la vitesse de rotation angulaire, G est la constante gravitationnelle, et M la masse de l'objet central. Pour conserver un caractère générique au modèle, la loi de rotation est décrite par une loi de puissance :

$$v(r) = v_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-v} \quad (2.3)$$

où dans le cas d'une rotation Keplerienne, $v = 1/2$ et $v_0 = \sqrt{\frac{GM}{100\text{UA}}}$. Il est ainsi possible de vérifier *a posteriori* que la rotation est Keplerienne. On peut également remarquer que dans le cas d'une rotation Keplerienne, si la masse du disque est négligeable, la mesure de la vitesse orbitale permet de contraindre la masse M_* de l'étoile centrale. La masse de l'étoile centrale vaut dans ce cas :

$$M_* = \left(\frac{v_0}{2.98\text{km.s}^{-1}} \right)^2 M_\odot \quad (2.4)$$

2.2.3 Paramétrisation par des lois de puissances

Pour des raisons de simplicité, les lois de température dans le plan du disque et de densité massique de surface sont décrites par des lois de puissance. Sachant que les observations actuelles en interférométrie millimétrique ont une dynamique spatiale (rapport de la structure la plus étendue à la résolution angulaire) limitée (typiquement pour le PdBI, de l'ordre de quelques décades), cette hypothèse se justifie puisqu'avec cette dynamique, la différence entre une loi de puissance et un autre profil (analytique *ad hoc*, ou issu de modèle physique) est quasiment indiscernable. D'autre part, des modèles de disques irradiés (LACHAUME 2003) montrent que dans les parties externes des disques sondées par les interféromètres millimétriques actuels, les profils de température cinétique $T(r)$ et de densité massique de surface $\Sigma(r)$ sont en bon accord avec des lois de puissance.

En suivant le modèle standard (PRINGLE 1981), on écrit donc :

$$T(r) = T_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-q} \quad (2.5)$$

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-p} \quad (2.6)$$

2.2.4 Distribution de température cinétique

Les observations en lumière diffusée de disques vus par la tranche (par exemple HH 30, BURROWS *et al.* (1996)) ont montré que ces disques possédaient une certaine épaisseur. Il est donc nécessaire de prendre en compte proprement cette épaisseur et de décrire les distributions verticales de température et de densité.

Pour des raisons de simplicité, à l'ordre zéro, le disque peut être considéré comme isotherme verticalement (Type 0). La température T s'écrit alors :

$$T(r, z) = T(r, 0) \quad (2.7)$$

Cependant, les observations mentionnées ci-dessus montrent également que ces disques sont évasés. La partie supérieure du disque qui intercepte le flux stellaire est en conséquence surchauffée par rapport au plan du disque. Une autre source de chauffage des disques est la dissipation visqueuse (qui entraîne également l'accrétion sur l'objet central). Cependant

cet effet n'est dominant que dans les parties les plus centrales ($r \simeq 10$ UA), auxquelles les observations millimétriques ne sont pas sensibles. La figure 2.1, tirée de D'ALESSIO *et al.* (1999) illustre ces effets. Les températures dans le plan du disque, dans la partie supérieure (atmosphère), ainsi que les températures d'irradiation et visqueuse y sont représentées (température effective du rayonnement incident pour la première, température visqueuse définie par $F_{vis} = \sigma T_{vis}^4$, où σ est la constante de Stefan-Boltzmann et F_{vis} le flux d'énergie dissipé par viscosité). Ces températures sont représentées pour différentes valeurs du taux d'accrétion \dot{M} dans le disque, et du paramètre α , qui est relié à la viscosité cinématique ν par (SHAKURA & SUNYAEV 1973):

$$\nu = \alpha c_s h \quad (2.8)$$

où c_s est la vitesse du son (voir équation 2.14) et h la hauteur d'échelle (voir équation 2.19).

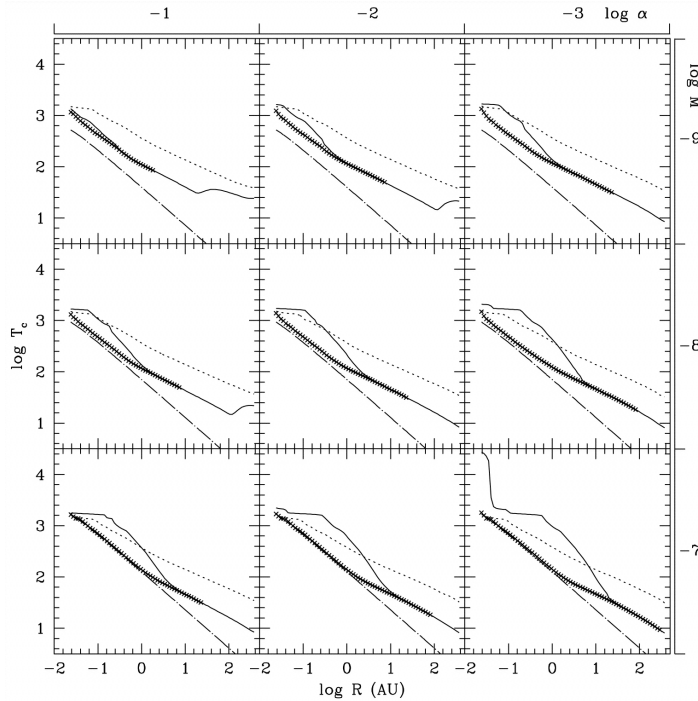


FIG. 2.1: Températures pour les modèles de disques avec $\log \dot{M}/M_\odot (\text{an}^{-1}) = -9, -8, -7$, $\log \alpha = -3, -2, -1$ autour d'une étoile centrale de masse $M_* = 0.5M_\odot$, de rayon $R_* = 2R_\odot$, et de température effective $T_* = 4000\text{K}$. Les températures représentées sont: température dans le plan du disque (trait plein), la température d'irradiation (trait pointillé), la température de surface (croix), et la température visqueuse ($\sigma T_{vis}^4 = F_{vis}$) (tireté-pointillé). Figure 3 de D'ALESSIO *et al.* (1999)

La figure 2.1 montre clairement, aux échelles spatiales considérées, que l'hypothèse de disque passif se justifie pleinement. Pour paramétrer de tels gradients de température verti-

caux, DARTOIS *et al.* (2003) ont introduit les profils verticaux *ad hoc* suivants appelés respectivement Type I et Type II : Le Type I est une légère modification du Type 0 (isotherme verticalement) introduisant le paramètre γ :

$$T(r, z) = T(r, 0)e^{\ln(\gamma)\frac{z}{h}} \quad (2.9)$$

Le Type II est un peu plus complexe puisqu'il modifie à la fois la dépendance radiale et verticale. Ce profil analytique se rapproche des profils de température de (D'ALESSIO *et al.* 1999). Il nécessite l'introduction de 3 nouveaux paramètres (r_q , z_q et δ).

Pour $r > r_q$:

$$T(r, z) = T(r, 0) \quad (2.10)$$

Pour $r < r_q$:

$$T(r, z > z_q) = T_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-q} = T_{atm}(r) \quad (2.11)$$

$$T(r, z < z_q) = T_{atm}(r) + \left(T_0 \left(\frac{r_q}{100\text{UA}} \right)^{-q} - T_{atm}(r) \right) \cos\left(\frac{\pi z}{2z_q}\right)^{2\delta} \quad (2.12)$$

Il est possible d'utiliser indifféremment l'une ou l'autre de ces formulations, qui sont toutes les trois implémentées dans le code (voir figure 2.2 pour une comparaison des types I et II).

2.2.5 Equilibre hydrostatique vertical

La distribution verticale en densité résulte de l'équilibre vertical (i.e. selon z) entre gradient de pression et composante verticale de la force gravitationnelle (voir Fig 2.3). En supposant que le gaz obéit à la loi des gaz parfait, on a (HARTMANN 1998):

$$P = c_s^2 \rho \quad \text{avec} \quad (2.13)$$

$$c_s = \sqrt{\frac{kT}{\langle \mu \rangle m_{H_2}}} \quad \text{vitesse locale du son} \quad (2.14)$$

où P est la pression, ρ la masse volumique, k la constante de Boltzmann, μ la masse moléculaire moyenne, m_{H_2} la masse d'une molécule de dihydrogène et T la température cinétique.

$$\langle \mu \rangle = \frac{1}{m_{H_2}} \frac{\sum_i m_i \times X_i}{\sum_i X_i} \quad (2.15)$$

En faisant le bilan vertical des forces pour un élément de fluide de coordonnées (r, z) , on obtient :

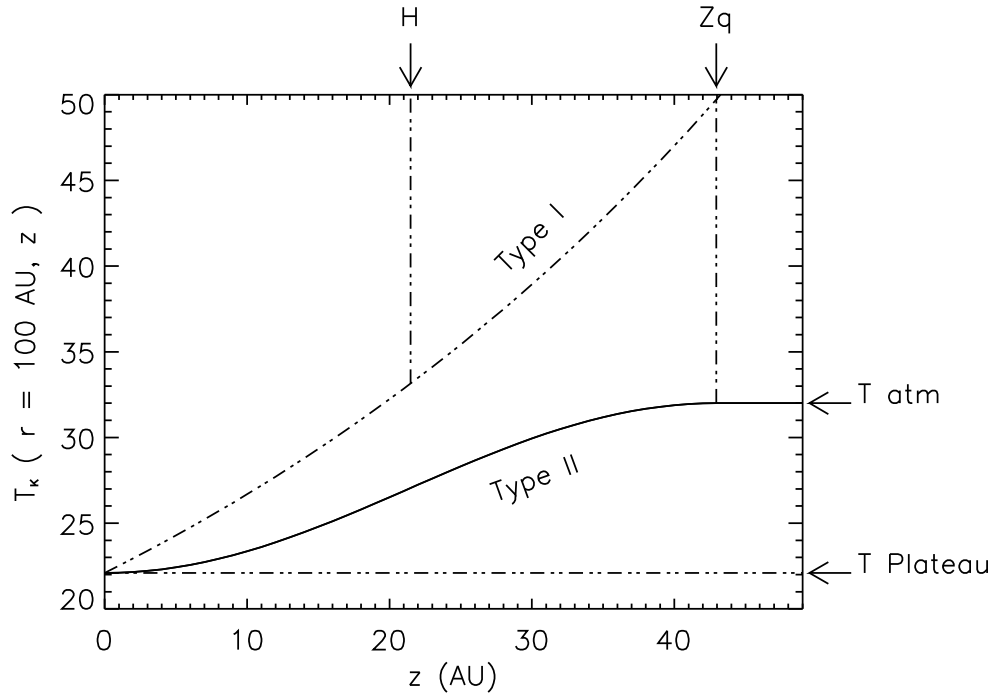


FIG. 2.2: Comparaison des types I et II de gradient de température à 100 UA avec $\gamma = 1.5$ pour le type I et $\delta = 2$, $z_q = 2h$ (cf équation 2.19) et $r_q = 180$ UA pour le Type II. Figure 6 de DARTOIS et al. (2003).

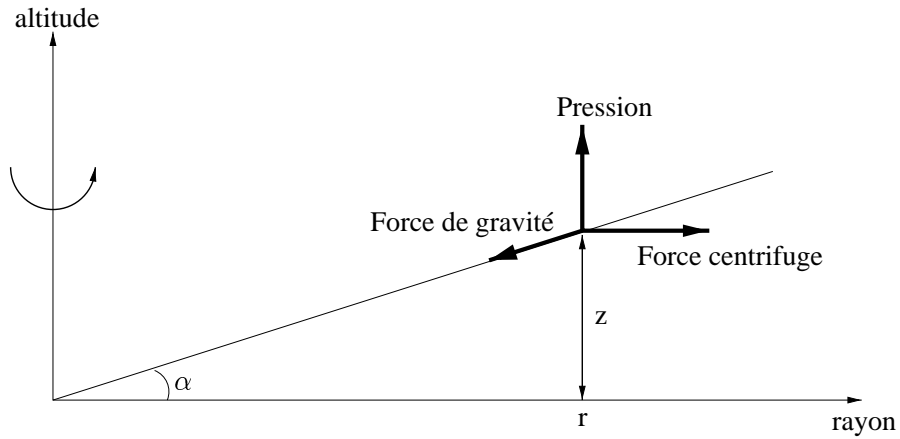


FIG. 2.3: Équilibre des forces dans un disque en rotation.

$$\frac{dP}{dz} = \frac{\rho GM}{r^2} \sin \alpha \quad (2.16)$$

Si de plus on suppose que le disque est mince (ce qui est vérifié d'après les observations en lumière diffusée), alors $\sin \alpha \simeq z/r$, d'où il vient :

$$\frac{d\rho}{\rho} = \frac{GM}{c_s^2 r^3} z dz \quad \text{d'où par intégration}$$

$$\rho(r, z) = \rho(r, 0) \exp \left[- \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right] \quad \text{avec} \quad (2.17)$$

$$h(r) = \frac{\sqrt{2} c_s r^{3/2}}{(GM)^{1/2}} = \sqrt{2} \frac{c_s}{\Omega} \quad (2.18)$$

où $h(r)$ est la hauteur d'échelle au rayon r ¹:

$$\frac{h(r)}{r} = \sqrt{2} c_s \left(\frac{r}{GM} \right)^{1/2} = \sqrt{2} \frac{c_s(r)}{v_\theta(r)} \quad (2.19)$$

La hauteur d'échelle varie donc avec le rayon comme :

$$h(r) = \sqrt{\frac{2k}{\mu m_H} \frac{r}{v_\theta(r)}} \sqrt{T(r)} \quad (2.20)$$

$$= h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^h \quad (2.21)$$

avec $h = 1 + v - q/2$. Comme $\rho(r, z) = \langle \mu \rangle m_{H_2} n_{H_2}(r, z)$, la densité de H_2 est décrite par :

$$n_{H_2}(r, z) = n_{H_2}(r, 0) \exp \left[- \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

Par analogie, et bien que cela ne soit pas rigoureusement correct, dans le modèle, le profil vertical de densité est donné par l'équation 2.17, même si le profil vertical de température n'est pas isotherme.

2.2.6 Largeur locale des raies moléculaires

Lest raies sont élargies par effet Doppler, en raison des mouvements d'agitation thermique et micro-turbulents. Le profil est donc gaussien :

$$\phi(v) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta v} \exp \left(- \left(\frac{v}{\Delta v} \right)^2 \right) \quad (2.23)$$

La largeur locale en vitesse de raie Δv est la somme quadratique de la largeur de raie thermique δv_{therm} et d'une largeur turbulente δv_{turb} . L'origine et la nature de cette turbulence sont inconnues, mais l'ajout de ce paramètre permet de mieux décrire les objets (voir chapitre 5).

$$\Delta v = \sqrt{\delta v_{therm}^2 + \delta v_{turb}^2} \quad (2.24)$$

2.2.7 Description des paramètres

L'ensemble des paramètres physiques nécessaires pour décrire la structure d'un disque protoplanétaire tel que je le considère dans la suite de cette thèse est rappelé dans le tableau 2.2.7.

J'amène ici quelques précisions sur la définition de certains de ces paramètres.

1. D'autres auteurs adoptent une définition légèrement différente de la hauteur d'échelle : ils définissent $h(r) = c_s/\Omega$, et donc $n(r, z) = n(r, 0) \exp(-[z^2/2h(r)^2])$

Paramètre	Unité	Signification
PA	$^\circ$	Angle de position de l'axe du disque
i	$^\circ$	Inclinaison du disque
d	pc	Distance à la Terre
V_{lsr}	km.s^{-1}	vitesse de la source dans le référentiel inertiel
Température cinétique $T_k(r) = T_0(r/100\text{UA})^{-q}$		
T_0	K	Température à 100 AU
q		Indice de la température en fonction de r
densité de colonne de H_2 $\Sigma_c(r) = \Sigma_c^0(r/100\text{UA})^{-p_c}$		
Σ_c^0	cm^{-2}	densité de colonne de H_2 à 100 AU
p_c		Indice de la densité de colonne de H_2
densité de colonne de la molécule considérée $\Sigma_m(r) = \Sigma_m^0(r/100\text{UA})^{-p_m}$		
Σ_m^0	cm^{-2}	densité de colonne de molécule à 100 AU
p_m		Indice de la densité de colonne de molécule
Cinématique $v_\phi(r) = v_0(r/100\text{UA})^{-v}$		
v_0	km.s^{-1}	Vitesse orbitale à 100 AU
v		Indice de la vitesse orbitale
δv_{turb}	km.s^{-1}	Largeur turbulente
Rayons		
R_{cout}	UA	Rayon externe de la distribution de poussière
R_{cint}	UA	Rayon interne de la distribution de poussière
R_{out}	UA	Rayon externe de la distribution moléculaire
R_{int}	UA	Rayon interne de la distribution moléculaire
Coefficient d'absorption de la poussière $\kappa(\nu) = \kappa_0(\nu/10^{12}\text{Hz})^\beta$		
κ_0	$\text{cm}^2.\text{g}^{-1}$	Coefficient d'absorption de la poussière à 300 μm
β		

TAB. 2.1: Paramètres physiques et unités utilisés pour décrire un disque protoplanétaire. Voir l'équation 2.26 pour la définition de l'abondance d'une molécule.

Géométrie: Si l'hypothèse d'axisymétrie implique que l'on peut décrire le disque en 2 dimensions, les effets de projection sur la voûte céleste compliquent l'analyse. Un disque peut être incliné par rapport au plan du ciel (angle d'inclinaison i). En conséquence, il apparaîtra allongé dans une direction, et différentes orientations sont possibles (angle de position PA). Il convient de bien spécifier les conventions concernant PA , i et $v(r)$ pour définir le modèle

de façon univoque. J'ai adopté la convention suivante :

- La vitesse orbitale ($v_\theta(r)$, donc ici v_0) est choisie positive.
- L'axe de symétrie du disque est orienté dans le même sens que le vecteur rotation. L'angle de position est l'angle entre le Nord et cet axe, compté positivement vers l'Est. Sauf pour les disques vus de face (pour lesquels cet angle n'est pas défini), cette définition implique que l'angle de position est défini uniquement par la rotation.
- l'inclinaison est positive si cet axe est caché par le disque, négative sinon.

Les différentes géométries possibles sont représentées sur la figure 2.4

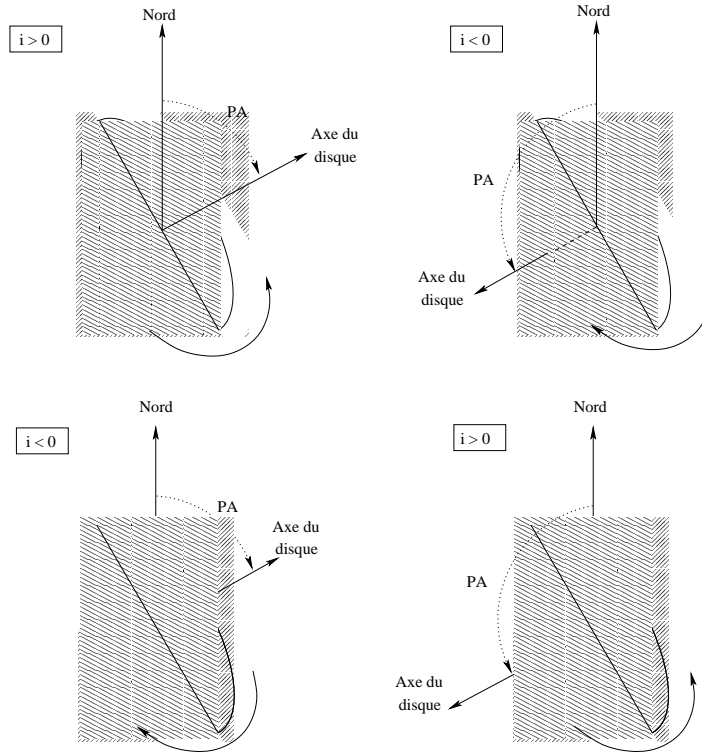


FIG. 2.4: *Différentes géométries correspondant à un même aspect sur le ciel. Les parties hachurées se trouvent devant le plan du ciel.*

Rayons : Il est nécessaire d'introduire un rayon interne pour éviter que les lois de puissance ne divergent à l'origine. Dans la plupart des disques étudiés, ce rayon interne n'est pas contraint par les observations, et sa valeur est arbitrairement fixée à 1 UA. Il est également nécessaire de définir deux couples (poussière et molécule) de rayons (interne et externe) car les distributions de grains et de molécules ne sont pas nécessairement les mêmes.

Densités de surface : En ce qui concerne les densités, comme sous l'hypothèse d'équilibre hydrostatique, densité volumique n , densité de colonne Σ et hauteur d'échelle h sont liées par :

$$\begin{aligned}\Sigma(r) &= \int_{-\infty}^{+\infty} n(r, z) dz = \int_{-\infty}^{+\infty} n_0(r) \exp \left[- \left(\frac{z}{h(r)} \right)^2 \right] dz \\ \Sigma(r) &= \sqrt{\pi} n_0(r) h(r)\end{aligned}\tag{2.25}$$

il vient que si la densité volumique est un paramètre d'entrée du modèle, alors la densité de colonne varie quand la hauteur d'échelle varie. Hors d'après l'équation 2.19, cette dernière varie si la vitesse orbitale ou la vitesse thermique (donc la température) varie. Il est donc préférable de définir comme paramètre d'entrée la densité de colonne, qui est une quantité plus directement liée aux observations, puisque dans le cas optiquement mince, l'émission est proportionnelle à la densité de colonne (voir l'équation 2.51). De plus, il est ainsi possible d'ajuster directement la densité de colonne de molécule (Σ_m) et de poussière (Σ_c , en fait densité de colonne de H_2 , en supposant un rapport gaz sur poussière de 100).

L'abondance d'une molécule est alors simplement :

$$X(r) = \frac{\Sigma_m(r)}{\Sigma_c(r)} = \frac{\Sigma_m}{\Sigma_c} \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{p_c - p_m}\tag{2.26}$$

2.3 Estimation de l'émission : modèle très simplifié

Afin de pouvoir appréhender l'émission des disques protoplanétaires, je fais ici quelques hypothèses réductrices sur la physique de ces objets telle que présentée ci-dessus, mais qui permettent en revanche le calcul des ordres de grandeurs en jeu, et des difficultés à prévoir pour les observations. Le chapitre sur le transfert de rayonnement reprend plus rigoureusement via une modélisation plus fine le calcul de l'émissivité des disques. En particulier, pour le besoin des calculs qui suivent, je ne tiens pas compte de l'épaisseur et de la structure verticale des disques, et me contenterai d'une description de la distribution de matière par une grandeur locale : la densité de surface $\Sigma(r)$ (cm^{-2}).

2.3.1 Grandeurs physiques observables

Notre connaissance des disques nous provient principalement des ondes électromagnétiques qu'ils émettent à différentes longueurs d'onde. Selon le type d'observation, différentes grandeurs sont mesurables.

Intensité spécifique : La grandeur physique la plus intéressante est l'intensité spécifique $I_\nu(\sigma)$ (parfois appelée émissivité ou brillance), qui est la quantité d'énergie émise par la source par unité de surface, de fréquence, de temps, et d'angle solide. L'intérêt de cette grandeur est qu'elle se conserve lors de sa propagation dans l'espace vide. Pour pouvoir la mesurer, il faut utiliser un instrument capable de résoudre la source (i.e dont la résolution est inférieure à la taille de la source), ou *a minima*, pouvoir estimer sa taille par d'autres considérations, et en déduire l'intensité spécifique moyenne de la source.

Densité de flux : Si l'instrument n'est pas capable de résoudre la source, il peut mesurer la densité de flux S_ν qu'il reçoit de la source qui est la quantité d'énergie reçue par unité de temps, de fréquence, et de surface de détection.

Ce n'est rien d'autre que l'intégration sur toute la source de l'intensité spécifique I_ν .

$$S_\nu = \int_{source} I_\nu d\sigma \quad (2.27)$$

Flux intégré : Enfin, pour les raies, qui ont une largeur spectrale finie, on parle de flux intégré S , défini par :

$$S = \int_{raie} (S_\nu - S_{cont}) d\nu \quad (2.28)$$

où S_{cont} est la densité de flux de continuum s'il est présent. S est donc une mesure de l'intensité de la raie.

Unités : Pour les densités de flux, les radio astronomes ont l'habitude de travailler en Jansky (Jy), qui est une unité adaptée aux émissions typiques des objets célestes dans le domaine radio.

$$1\text{Jy} = 10^{-26} \text{W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1} \quad (2.29)$$

L'intensité spécifique qui est homogène à une densité de flux par unité d'angle solide s'exprime donc usuellement en Jansky par lobe de l'instrument d'observation. Quand au flux intégré, comme les spectres sont en général souvent tracés en fonction de la vitesse, plutôt que de la fréquence (les décalages en fréquence étant dus à l'effet Doppler sont proportionnels aux décalages en vitesse), son unité usuelle est le Jy.km.s^{-1} .

2.3.2 Valeurs numériques

Dans ce qui suit, j'utiliserai pour les paramètres physiques les valeurs de la table 2.2 lors des application numériques. Ces valeurs correspondent typiquement à celles que l'on peut trouver dans un disque autour d'une étoile pré-séquence principale T Tauri comme par exemple celui de DM Tau (GUILLOTEAU & DUTREY 1998). Par souci de simplicité, je considère un R_{out} constant pour toutes les molécules, et égal à R_{cout} .

2.3.3 Hypothèse de Rayleigh-Jeans

Comme aux températures ($T_0 \simeq 25 \text{ K}$), et aux fréquences ($\nu \simeq 10^{11} \text{ Hz}$) considérées, on a l'inégalité $h\nu \ll kT$, il est possible de simplifier l'expression de la fonction de Planck $B_\nu(T)$ qui donne l'intensité spécifique du rayonnement de corps noir (rayonnement isotrope) :

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} \quad (2.30)$$

Paramètre	Valeur	Unité
T_0	25	K
q	0.63	
Σ_0	0.2	g.cm^{-2}
p	1.5	
$R_{out} = R_{cout}$	800	UA
i	35	$^\circ$
β	1	
d	140	pc

TAB. 2.2: Paramètres utilisés pour les calculs d'émission dans ce chapitre.

où T est la température cinétique, en développant l'exponentielle :

$$B_\nu(T) \simeq \frac{2\nu^2}{c^2} kT \quad (2.31)$$

Comme avec cette hypothèse, l'émissivité d'un corps noir $B_\nu(T)$ est proportionnelle à la température cinétique T , on parle par analogie indifféremment d'intensité spécifique ou de température de brillance T_b même si le rayonnement n'est pas celui d'un corps noir, (dans ce cas, par contre, la température de brillance peut varier avec la fréquence, ce qui n'est pas le cas pour le rayonnement de corps noir, pour lequel de plus, $T_b = T$) :

$$T_b = \frac{c^2}{2k\nu^2} I_\nu \quad (2.32)$$

2.3.4 Expression simplifiée de l'intensité spécifique

Ici, la fonction source (de la raie ou de la poussière) est considérée égale à la fonction de Planck, puisque le rayonnement en continuum des poussières est thermique, et que je considère les molécules en équilibre thermodynamique local (voir section 2.4).

Si l'on néglige le rayonnement incident, l'intensité spécifique I_ν sur une ligne de visée est (voir chapitre ?? pour plus de détails) :

$$I_\nu = (1 - e^{-\tau_\nu}) B_\nu(T) \quad (2.33)$$

où τ_ν est l'épaisseur optique, dont l'élément différentiel $d\tau_\nu$ est relié au coefficient d'absorption massique κ_ν et à l'élément différentiel de masse dm par :

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dm \quad (2.34)$$

Soit, en terme de température de brillance :

$$T_b = (1 - e^{-\tau}) T \quad (2.35)$$

2.3.5 Epaisseur optique

Je m'intéresse maintenant aux deux cas limites optiquement épais et optiquement mince, pour lesquels on peut développer l'expression précédente. Si $\tau \gg 1$, l'émission est optiquement épaisse, et on a :

$$T_b = T \quad (2.36)$$

Si $\tau \ll 1$, l'émission est optiquement mince, et l'on a :

$$T_b = \tau T \quad (2.37)$$

2.4 Emission des raies de rotation moléculaire

2.4.1 Equilibre thermodynamique local

Le domaine millimétrique est intéressant parce que les raies de rotation de nombreuses molécules se trouvent dans ses fenêtres. Si l'on suppose l'équilibre thermodynamique local réalisé, les populations n_i par sous-niveaux Zeeman d'énergie E_i et de dégénérescence g_i pour une molécule quelconque sont données par la loi de Boltzman :

$$\frac{n_j}{n_i} = e^{-\frac{E_j - E_i}{kT}} \quad (2.38)$$

Les populations étant normalisées ($\sum_i g_i n_i = 1$), il vient d'après l'équation 2.38 que :

$$\sum_i g_i n_0 e^{-\frac{E_i - E_0}{kT}} = 1 \quad (2.39)$$

On définit la fonction de partition Z , qui avec $E_0 = 0$ s'écrit :

$$Z = \sum_i g_i e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (2.40)$$

Et les populations par sous-niveaux sont données par :

$$n_i = \frac{e^{-\frac{E_i}{kT}}}{Z} \quad (2.41)$$

Ce raisonnement reste cependant valable si la condition d'ETL n'est pas remplie, en remplaçant la température cinétique par les températures d'excitation T_{ij} (pour le calcul de la fonction de partition), définies telles que :

$$\frac{n_j}{n_i} = e^{-\frac{E_j - E_i}{kT_{ij}}} \quad (2.42)$$

2.4.2 Coefficients d'absorption des raies

Le coefficient d'absorption moyen par molécule pour une raie (c'est-à-dire celui qu'aurait une raie rectangulaire de même largeur $\Delta\nu$) est donné par :

$$\kappa_\nu = \frac{(n_l - n_u)g_l B_{lu} h\nu_0 \phi(\nu)}{4\pi\Delta\nu} \quad (2.43)$$

où $\phi(\nu)$ est le profil de raie, g_u la dégénérescence du niveau supérieur, et $\Delta\nu$ la largeur de la raie en fréquence. Le coefficient d'Einstein B_{lu} s'écrit :

$$B_{lu} = \frac{32\pi^4}{3h^2c} |\mu_{ul}|^2 \quad (2.44)$$

Les raies étant élargies par effet Doppler, la largeur de la raie en vitesse est reliée à la largeur en fréquence par :

$$\Delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \Delta v \quad (2.45)$$

On obtient finalement l'expression suivante :

$$\kappa_\nu = \frac{8\pi^3}{3h} \mu^2 \frac{(e^{-\frac{E_l}{kT}} - e^{-\frac{E_u}{kT}})g_l}{Z\Delta v} \quad (2.46)$$

Ce coefficient d'absorption étant un coefficient d'absorption par molécule, le coefficient d'absorption massique s'écrit lui :

$$\kappa_\nu = \frac{8\pi^3}{3h} \mu^2 \frac{(e^{-\frac{E_l}{kT}} - e^{-\frac{E_u}{kT}})g_l}{Z\Delta v} \frac{X}{m_{H_2} \langle \mu \rangle} \quad (2.47)$$

où X est l'abondance de la molécule considérée, m_{H_2} la masse du dihydrogène et $\langle m \rangle$ la masse moléculaire moyenne (par rapport au dihydrogène; typiquement, $\langle \mu \rangle = 1.3$ dans les disques.)

En utilisant les abondances obtenues par DUTREY *et al.* (1997), qui montrent des sous-abondances par rapport aux celles du nuage moléculaire TMC1, il est possible de calculer ces coefficients d'absorption massique pour différentes raies de rotation (table 2.3).

L'épaisseur optique est intégrée sur la ligne de visée, et est donc reliée à κ_ν par :

$$\tau_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \kappa_\nu dm = \frac{\kappa_\nu \Sigma}{\cos i} \quad (2.48)$$

Il est possible de calculer le rayon R_1 où l'épaisseur optique est de un pour le continuum et certaines raies. D'après les équations 2.6 et 2.48, il vient :

Transition	X	$\kappa_\nu(\text{cm}^2.\text{g}^{-1})$
^{12}CO (2-1)	$1.4 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^3$
^{12}CO (1-0)	$1.4 \cdot 10^{-5}$	300
^{13}CO (2-1)	$3.3 \cdot 10^{-7}$	17
^{13}CO (1-0)	$3.3 \cdot 10^{-7}$	4.9
C^{18}O (2-1)	$3 \cdot 10^{-8}$	2.3
HCN (1-0)	$5.5 \cdot 10^{-10}$	36
CN (2-1)	$2.5 \cdot 10^{-9}$	90
HCO^+ (1-0)	$4 \cdot 10^{-10}$	18
CS (5-4)	$8 \cdot 10^{-11}$	1.7

TAB. 2.3: *Abondances par rapport à H_2 mesurées dans le disque de DM Tau par DUTREY et al. (1997) et coefficients d'absorption massique à 100 UA pour différentes transitions.*

Transitions	$R_1(\text{UA})$
^{12}CO (2-1)	4600
^{12}CO (1-0)	1750
^{13}CO (2-1)	360
^{13}CO (1-0)	135
C^{18}O (2-1)	75
HCN (1-0)	115
CN (2-1)	440
HCO^+ (1-0)	160
CS (5-4)	50
1.3 mm	3
3.4 mm	1.5

TAB. 2.4: *Rayons de transition entre cas optiquement mince et optiquement épais ($\tau = 1$) pour différentes transitions et pour le continuum calculés avec les paramètres physiques de la table 2.2 et les abondances de la table 2.3*

$$R_1 = R_0 \left(\frac{\kappa_\nu \Sigma}{\cos i} \right)^{1/p} \quad (2.49)$$

Ces rayons sont indiqués dans le tableau 2.4. Ils ont été calculés avec les abondances indiquées dans le tableau 2.3. J'y ai inclus pour comparaison les rayons analogues pour le continuum à 1.3 et 3.4 mm (voir section 2.5.1 pour le calcul du coefficient d'absorption continuum).

2.4.3 Température de brillance

D'après les équations 2.35, 2.36, 2.37, il vient que la température de brillance vaut :

$$T_b(r) = T(r) = T_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-q} \quad (2.50)$$

si la transition est optiquement épaisse, et :

$$T_b(r) = \tau T(r) = \frac{8\pi^3}{3h} \mu^2 \frac{(e^{-\frac{E_l}{kT}} - e^{-\frac{E_u}{kT}}) g_l}{Z \Delta v \cos i} \frac{X}{m_{H_2} \langle m \rangle} T_0 \Sigma_0 \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-(p+q)} \quad (2.51)$$

si la transition est optiquement mince. Cette dernière expression contient une dépendance implicite supplémentaire en r via la fonction de partition Z , et les facteurs de Boltzman, qui dépendent aussi de la température. Dans l'approximation de haute température, la fonction de partition peut s'écrire :

$$Z \simeq \frac{2kT}{h\nu_{10}} \quad (2.52)$$

Cette expression se simplifie encore en développant les facteurs de Boltzman restant ($e^{-\frac{E}{kT}} \simeq 1 - \frac{E}{kT}$), ce qui n'est valide que si $E \ll kT$:

$$T_b(r) = \tau T(r) = \frac{4\pi^3 \nu_{10}}{3} \mu^2 \frac{E_u - E_l}{k^2} \frac{g_l}{\Delta v \cos i} \frac{X}{m_{H_2} \langle \mu \rangle} \frac{\Sigma_0}{T_0} \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-(p-q)} \quad (2.53)$$

Enfin, si la largeur de raie (locale) est due à l'agitation thermique des molécules seulement :

$$\delta v_{therm} = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad (2.54)$$

où m est la masse de la molécule considérée, la température de brillance dans le cas optiquement mince s'écrit, en fonction du rayon :

$$T_b(r) = \tau T(r) = \frac{4\pi^3 \nu_{10}}{3\sqrt{2}} \mu^2 \frac{E_u - E_l}{k^{5/2}} \frac{g_l}{\cos i} \frac{\sqrt{m} X}{m_{H_2} \langle \mu \rangle} \frac{\Sigma_0}{T_0^{3/2}} \left(\frac{r}{100\text{UA}} \right)^{-(p-3q/2)} \quad (2.55)$$

La figure 2.5 montre la dépendance de la température de brillance en fonction de la température dans le cas optiquement mince pour un calcul "exact" (i.e avec la formule 2.51), et avec la formule approchée 2.53 pour les transitions $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. On peut constater, que pour des températures supérieures à 10 K, la formule approchée diffère de la formule exacte de moins de 50%.

2.4.4 Cinématique

Jusqu'à présent, j'ai uniquement évoqué la température de brillance en fonction du rayon, mais les mouvements de rotation impliquent que l'émission du disque en un point donné va se produire à une vitesse décalée par rapport à la vitesse systémique V_{lsr} .

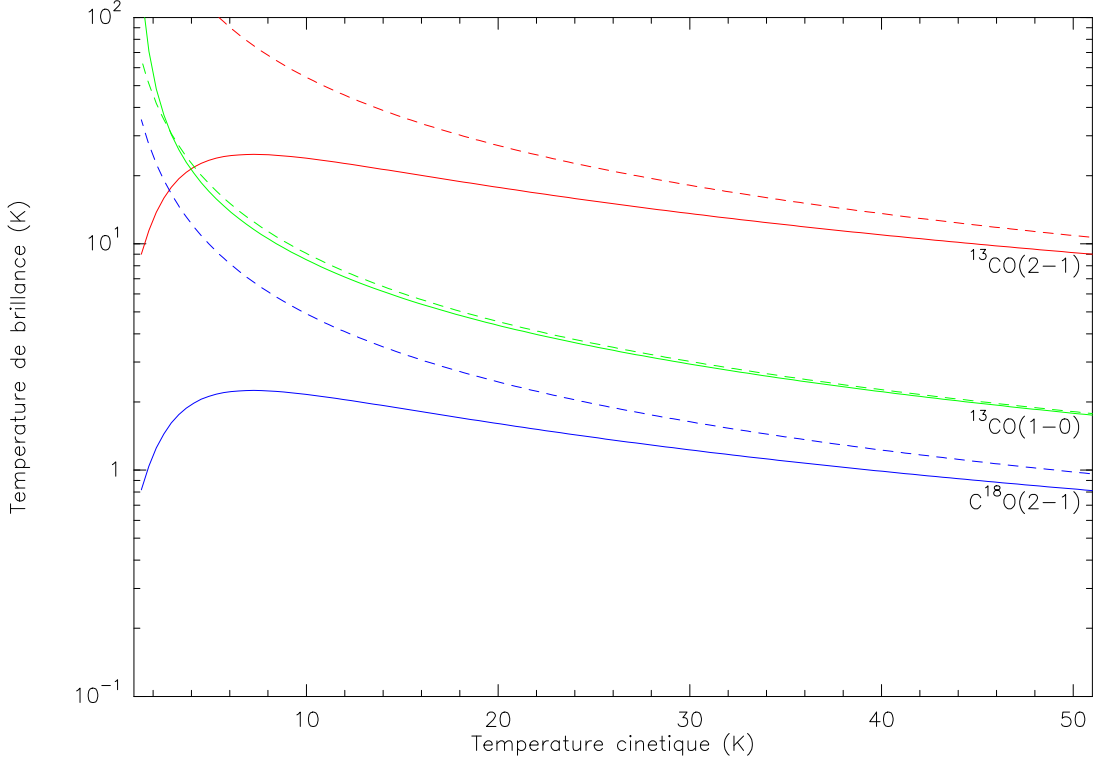


FIG. 2.5: *Température de brillance en fonction de la température cinétique dans le cas optiquement mince. Calcul exact (trait plein), et approximation haute température (pointillé) pour $^{13}\text{CO}(2-1)$ (rouge), $^{13}\text{CO}(1-0)$ (vert), et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (bleu).*

La vitesse projetée sur la ligne de visée est :

$$v_{obs}(r, \theta) = V_{lsr} + v_{\theta}(r) \sin i \cos \theta = V_{lsr} + \sqrt{\frac{GM_*}{r}} \sin i \cos \theta \quad (2.56)$$

où θ est la composante azimutale en coordonnées cylindriques. Pour simplifier les expressions, je considère pour la suite $V_{lsr} = 0$ (ce qui consiste simplement à translater le spectre d'une valeur constante). La projection des vitesses de rotation sur la ligne de visée casse la symétrie azimutale, mais l'on a toujours:

$$v_{obs}(r, \pi - \theta) = -v_{obs}(r, \theta) \quad (2.57)$$

$$v_{obs}(r, -\theta) = v_{obs}(r, \theta) \quad (2.58)$$

Ces propriétés permettent d'étudier le disque sur l'intervalle réduit $0 < \theta < \frac{\pi}{2}$.

Le lieu des isovitesse projetées est donc défini par :

$$r(\theta) = \frac{GM_*}{v_{obs}^2} \sin^2 i \cos^2 \theta \quad (2.59)$$

On remarque que grâce à la propriété 2.57, on a $r(\theta, v_{obs}) = r(\pi - \theta, -v_{obs})$, ce qui implique que le spectre est symétrique par rapport à la vitesse systémique (puisque dans le référentiel

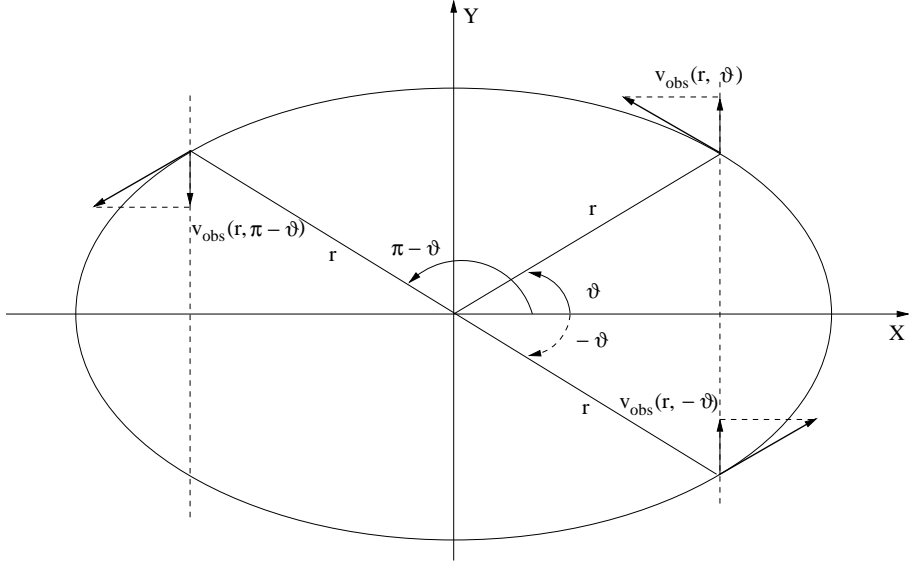


FIG. 2.6: Relation entre les vitesse projetées $v_{obs}(r, \theta)$, $v_{obs}(r, -\theta)$ et $v_{obs}(r, \pi - \theta)$. Les axes X et Y se trouvent dans le plan du ciel. Les coordonnées r, θ sont les coordonnées cylindriques dans le disque, l'origine pour les θ étant la ligne des noeuds (intersection entre le plan du disque et le plan du ciel). Pour simplifier, j'ai pris ici $PA = 0^\circ$.

du disque, on a l'axisymetrie, c'est-à-dire que les grandeurs physiques dont dépend l'intensité spécifique ne dépendent que de r). Je considère donc uniquement la partie du spectre pour laquelle $v_{obs} \geq 0$.

Si l'on tient compte de la largeur de raie (en considérant pour simplifier un profil de raie rectangulaire de largeur Δv), l'émission provient donc, à une vitesse v_{obs} donnée d'une région comprise entre $r_i(\theta)$ et $r_s(\theta)$:

$$r_i(\theta) = \frac{GM_*}{(v_{obs} + \frac{\Delta v}{2})^2} \sin^2 i \cos^2 \theta \quad (2.60)$$

$$r_s(\theta) = \min \left[R_{out}, \frac{GM_*}{(v_{obs} - \frac{\Delta v}{2})^2} \sin^2 i \cos^2 \theta \right] \quad (2.61)$$

Si l'on définit v_d comme:

$$v_d = \sqrt{\frac{GM_*}{R_{out}}} \sin i \quad (2.62)$$

Si $\Delta v \ll v_d$, alors, pour $v_{obs} < v_d + \frac{\Delta v}{2}$, on a $r_s(\theta = 0) = R_{out}$, sinon pour $v_{obs} > v_d + \frac{\Delta v}{2}$:

$$r_s(\theta = 0) = \frac{GM_*}{(v_{obs} - \frac{\Delta v}{2})^2} \sin^2 i \quad (2.63)$$

Et comme $r_s(\theta) = r_s(\theta = 0) \cos^2 \theta < r_s(\theta = 0)$, si $v_{obs} > v_d + \frac{\Delta v}{2}$, j'utilise l'expression 2.63.

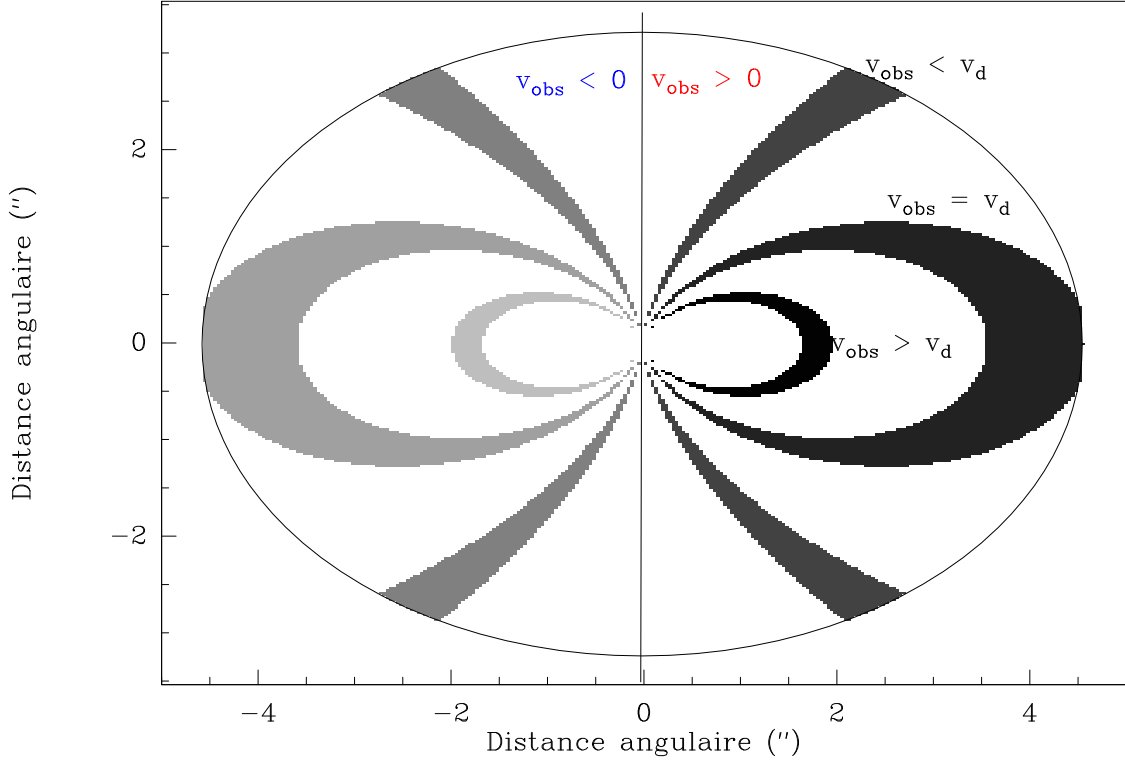


FIG. 2.7: Lieux des isovitesse projetées pour différentes vitesses d'observation v_{obs} . L'ellipse externe représente le rayon externe du disque.

La figure 2.7 montre les lieux d'isovitesse projetées pour 6 vitesses d'observation : $v_{obs} > v_d$, $v_{obs} = v_d$, $v_{obs} < v_d$, et leur contreparties aux vitesses négatives. On reconnaît sur cette figure les symétries mentionnées plus haut.

2.4.5 Densité de flux

En conséquence, l'expression de la densité de flux pour une raie est assez complexe. Je reprends ci-dessous à titre d'exemple le calcul de cette dernière dans les ailes de raie pour une transition optiquement épaisse.

L'intégration sur la source de l'intensité spécifique permet de calculer la densité de flux émise par la source.

$$S_\nu = \int_{source} I_\nu(\sigma) d\sigma \quad (2.64)$$

D'où l'expression de la densité de flux pour une raie ($d\sigma = \cos i \times r dr d\theta / d^2$):

$$S_\nu(v_{obs}) = \frac{\cos i}{d^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \int_{r_i(\theta)}^{r_s(\theta)} I_\nu(r) r dr d\theta \quad (2.65)$$

Dans le cas optiquement épais, $I_\nu(r) = 2(\nu/c)^2 kT(r) = 2(\nu/c)^2 kT_0 (r/r_0)^{-a}$, soit :

$$S_\nu(v_{obs}) = \frac{\cos i}{d^2} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \int_{r_i(\theta)}^{r_s(\theta)} \frac{2\nu^2}{c^2} kT_0 r_0^q r^{1-q} dr d\theta$$

$$\begin{aligned} S_\nu(v_{obs}) &= \frac{\cos i}{d^2} \frac{2\nu^2}{c^2} kT_0 r_0^q \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \left[\frac{r^{2-q}}{2-q} \right]_{r_i(\theta)}^{r_s(\theta)} d\theta \\ &= \frac{\cos i}{d^2} \frac{2\nu^2}{c^2} kT_0 r_0^q \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \frac{r_s(\theta)^{2-q} - r_i(\theta)^{2-q}}{2-q} d\theta \end{aligned}$$

Dans les ailes de raies ($\Delta v \ll v_{obs}$, et $v_{obs} > v_d + \frac{\Delta v}{2}$), on a :

$$\begin{aligned} r_s(\theta)^{2-q} - r_i(\theta)^{2-q} &= (GM_* \sin^2 i \cos^2 \theta)^{2-q} \left(\frac{1}{(v_{obs} - \Delta v)^{4-2q}} - \frac{1}{(v_{obs} + \Delta v)^{4-2q}} \right) \\ &\simeq (GM_* \sin^2 i \cos^2 \theta)^{2-q} \frac{2\Delta v}{(4-2q)v_{obs}^{5-2q}} \end{aligned}$$

D'où :

$$S_\nu(v_{obs}) \simeq \frac{2\nu^2}{c^2} kT_0 r_0^q \frac{\cos i}{d^2} \frac{(GM_* \sin^2 i)^{2-q}}{(2-q)^2} \frac{\Delta v}{v_{obs}^{5-2q}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos^{4-2q} \theta d\theta$$

Si de plus on suppose $q = 0.5$, alors $\int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos^{4-2q} \theta d\theta = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{+\frac{\pi}{2}} \cos^3 \theta d\theta = \frac{4}{3}$, et donc :

$$S_\nu(v_{obs}) \simeq \frac{8}{3(2-q)^2} \frac{\nu^2}{c^2} kT_0 r_0^q (GM_* \sin^2 i)^{2-q} \frac{\cos i}{d^2} \frac{\Delta v}{v_{obs}^{5-2q}} \quad (2.66)$$

Comme d'après 2.5 et 2.62, on a :

$$\begin{aligned} T_0 r_0^q &= T_{out} R_{out}^q \\ (GM_* \sin^2 i)^{2-q} &= R_{out}^{2-q} v_d^{4-2q} \end{aligned}$$

On obtient finalement :

$$S_\nu(v_{obs}) \simeq \frac{8}{3(2-q)^2} \frac{\nu^2}{c^2} kT_{out} R_{out}^2 \frac{\cos i}{d^2} \frac{\Delta v}{v_d} \left(\frac{v_d}{v_{obs}} \right)^{5-2q} \quad (2.67)$$

La densité de flux dans les ailes de raies décroît donc assez fortement avec la vitesse v_{obs} .

On peut retrouver une expression analogue pour les faibles vitesses dans le cas d'un disque vu par la tranche, qui montre que dans ce cas, $S_\nu(v_{obs}) \propto v_{obs} \Delta v$ (BECKWITH & SARGENT 1993). Au final, la raie est de forme double piquée, avec un maximum de densité de flux pour $v_{obs} = V_{lsr} \pm v_d$, où v_d est la vitesse au bord externe du disque (aire d'émission maximale, même si la température est plus faible pour $q > 0$).

2.4.6 Flux intégré

Pour les raies, on parle plutôt du flux intégré S de la raie que de la densité de flux :

$$S = \int S_\nu d\nu \quad (2.68)$$

Pour les raies optiquement épaisses, la largeur effective de la raie augmente comme $\ln \tau$. Ceci est dû au fait que plus l'opacité augmente, plus la raie sature "loin" dans les ailes.

D'après GUILLOTEAU & DUTREY (1998), si l'on considère pour simplifier la température constante dans le disque ($q = 0$), le flux intégré dans le cas optiquement épais s'écrit :

$$S = \frac{B_\nu(T_0)\pi(R_{out}^2 - R_{in}^2) \cos i}{d^2} \rho \Delta\nu \quad (2.69)$$

où ρ est un facteur qui prend en compte la dépendance en l'opacité. Le flux intégré est proportionnel à $\Delta\nu$, car d'après BECKWITH & SARGENT (1993) et ce qui précède, quelle que soit la vitesse considérée, la densité de flux est proportionnelle à $\Delta\nu$. Le facteur ρ doit *a priori* dépendre de l'épaisseur optique τ .

La figure 2.8 (figure 4 de GUILLOTEAU & DUTREY (1998)) montre cette dépendance pour la raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$ avec les paramètres du disque de DM Tau, en traçant le rapport du flux intégré calculé avec un modèle adéquat à la densité de flux dans le cas optiquement épais :

$$\rho \Delta\nu = \frac{\int S_\nu d\nu}{B_\nu(T_0)\pi(R_{out}^2 - R_{in}^2) \cos i / d^2} \quad (2.70)$$

On constate que le facteur ρ croît tout d'abord linéairement avec τ , c'est-à-dire avec Σ en régime optiquement mince, puis continue à croître logarithmiquement dans la partie optiquement épaisse, à cause de la dépendance de la largeur de raie en l'opacité évoquée plus haut.

2.5 Emission du continuum

2.5.1 Coefficient d'absorption

Le coefficient d'absorption des poussières est une quantité mal contrainte. Il est aujourd'hui possible de mesurer en laboratoire les propriétés diélectriques d'un certain nombre de matériaux (voir http://www.astro.uni-jena.de/Users/dima/Opacities/RI/new_ri.html par exemple), dont les grains sont supposés être formés (en comparant les abondances solaires, et les abondances en phase gazeuse, on s'aperçoit que les éléments lourds réfractaires sont sous-abondants, ce qui laisse penser que ces derniers sont sous forme solide). Malheureusement, la composition de ces grains reste encore une grande inconnue, de même que la composition d'un éventuel manteau de glace formé par l'adsorption d'éléments organiques plus légers comme CO ou NH₃. De plus, leur forme (sphérique, sphéroïde, ou fractale) est

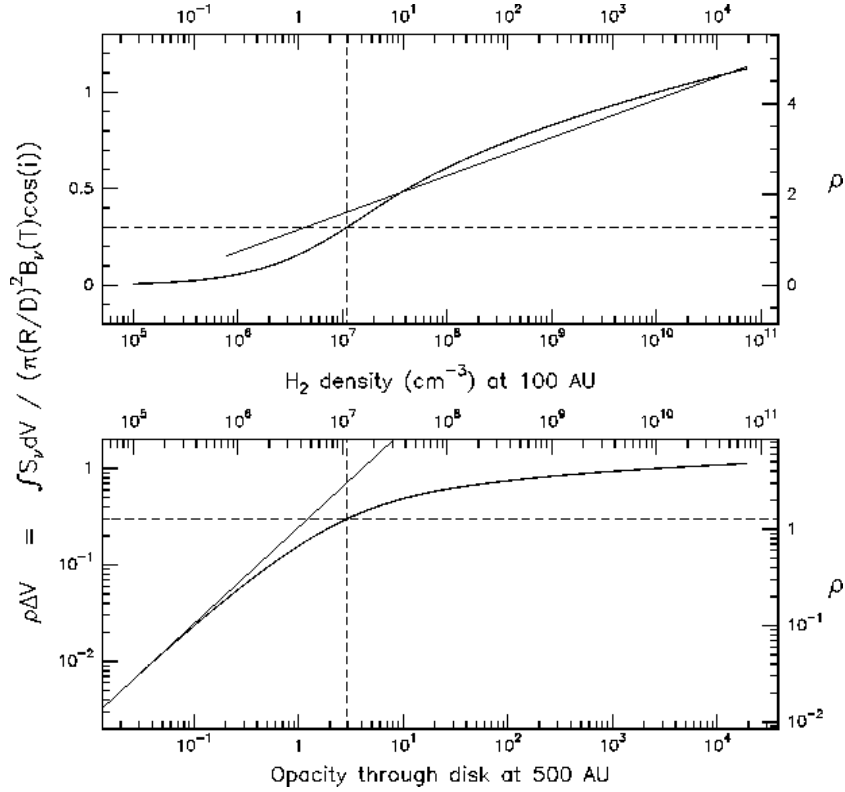


FIG. 2.8: *Figure 4 de (GUILLOTEAU & DUTREY 1998). Facteur $\rho\Delta v$ (i.e. densité de flux intégrée sur la raie divisée par la densité de flux optiquement épaisse) en fonction de l'opacité de la raie pour $r = 500\text{AU}$ dans le disque de DM Tau. La densité n_0 de H_2 à 100 UA correspondante a été calculée avec une abondance de $1.4 \cdot 10^{-5}$.*

très mal connue. Enfin, la distribution en taille (où a est la taille caractéristique d'un grain), décrite par une loi de puissance d'indice q entre a_{min} et a_{max} :

$$n(a) \propto a^{-q} da \quad (2.71)$$

aujourd'hui estimée pour le milieu interstellaire, n'est également pas bien contrainte dans les disques. Dans ces derniers, ces grains sont d'ailleurs justement supposés grossir par coalescence pour former progressivement des planetesimaux, puis des planètes ou embryons de planètes. La figure 2.9, tirée de NATTA *et al.* (2004), montre la variation du coefficient d'absorption à 1 mm en fonction de a_{max} . Pour des tailles de grains inférieures à la longueur d'onde, le coefficient d'absorption est constant, puis augmente légèrement pour $a_{max} \sim \lambda$, avant de diminuer fortement. Parallèlement, l'indice spectral de κ calculé entre 1 et 7 mm, diminue également avec la longueur d'onde, sa valeur exacte dépendant de l'indice q de la distribution de taille. En particulier, d'après ces auteurs, des valeurs de $\beta_{1-7\text{mm}} < 1$ impliquent forcément $a_{max} > 1\text{ mm}$ quels que soient les autres paramètres des grains et de leur distribution. Ainsi, les mesures de β dans les disques peuvent être l'indicateur d'une croissance des grains par

rapport au milieu interstellaire. A noter également que les auteurs parlent de l'indice spectral entre 1 et 7 mm. Plus les observations sont faites à grande longueur d'onde, plus une valeur faible de β sera une contrainte forte en faveur de la croissance des grains.

Toutes ces propriétés inconnues jouent sur la valeur du coefficient d'absorption moyen des poussières. Par ailleurs, le rapport gaz sur poussière que l'on suppose égal à 100 n'est pas directement mesurable aujourd'hui.

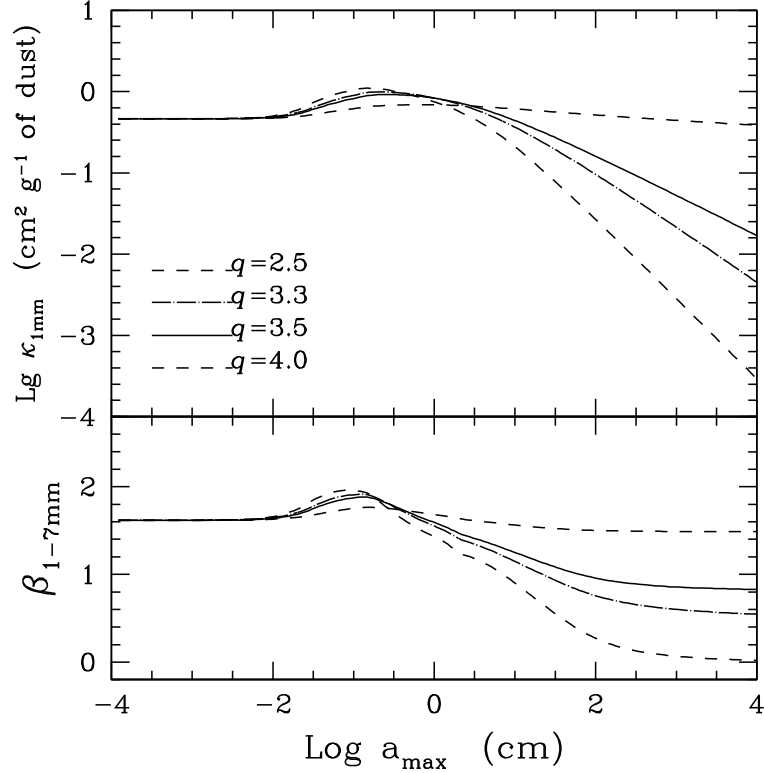


FIG. 2.9: *Figure 2 de NATTA et al. (2004). Variation de l'opacité des poussières à 1 mm $\kappa_{1\text{mm}}$ (en haut) et de l'indice $\beta_{1-7\text{mm}}$ de l'indice spectral du coefficient d'absorption (en bas) en fonction de a_{max} entre $a_{\text{min}} = 0.01\mu\text{m}$ et a_{max} , pour les différentes valeurs de q indiquées. Les grains sont des conglomérats poreux de 5% (en volume) d'olivine ($[\text{Fe}_{0.3}\text{Mg}_{0.7}]_2\text{SiO}_4$), 15% de matériaux organiques, 35% de glaces d'eau et de 50% de vide.*

Pour cet ensemble de raisons, en l'absence de connaissance précise de ce coefficient, BECKWITH *et al.* (1990) ont décidés de paramétrer le coefficient d'absorption du continuum dans le domaine millimétrique par :

$$\kappa_d(\nu) = 0.1 \left(\frac{\nu}{10^{12} \text{ Hz}} \right)^\beta \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1} \quad (2.72)$$

Le coefficient $\kappa_0 = 0.1 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ à $300 \mu\text{m}$ étant fixé, le seul paramètre laissé libre est l'indice β de la loi de puissance.

λ	β	$\kappa(\text{cm}^2.\text{g}^{-1})$
1.3	0	0.1
1.3	1	0.02
1.3	2	0.005
3.4	0	0.1
3.4	1	0.009
3.4	2	0.0008

TAB. 2.5: Coefficients d'absorption massique à 1.3 et 3.4 mm pour le continuum pour différentes valeurs de β .

Le tableau 3.3 indique les coefficients d'absorption massique pour le continuum à 1.3 et 3.4 calculés pour $\beta = 0, 1, \text{ ou } 2$.

2.5.2 Température de brillance

La figure 2.10 montre la variation en fonction du rayon des températures de brillance pour les raies $J=2-1$ de ^{12}CO , ^{13}CO , C^{18}O (voir les équations 2.50 et 2.51), et pour le continuum, calculées avec les paramètres typiques indiqués dans la table 2.2.

On peut voir sur cette figure la transition optiquement mince - optiquement épais pour les raies de $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, qui interviennent à des rayons différents. Avec ces paramètres, le continuum est optiquement mince sur tout le disque. La transition $^{12}\text{CO}(2-1)$ est elle optiquement épaisse sur tout le disque. A noter également le fait que la température de brillance dans le cas optiquement mince est toujours plus faible que dans le cas optiquement épais, ce qui est évident lorsque l'on compare les équations 2.35, 2.36 et 2.37.

2.6 Indice spectral du continuum

L'intégration sur toute l'étendue du disque de l'émission permet de calculer la densité de flux émise par la source en continuum en fonction de la fréquence.

$$S_\nu = \int_{source} I_\nu(\sigma) d\sigma \quad (2.73)$$

Dans le cas d'un disque axisymétrique, l'élément différentiel d'angle solide $d\sigma$ vaut $2\pi r dr \times \cos i/d^2$, d'où il vient que :

$$S_\nu = \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{cin}}^{R_{cout}} I_\nu(r) 2\pi r dr \quad (2.74)$$

2.6.1 Cas optiquement mince

D'après les équations 2.33, 2.36 et 2.31, il vient que :

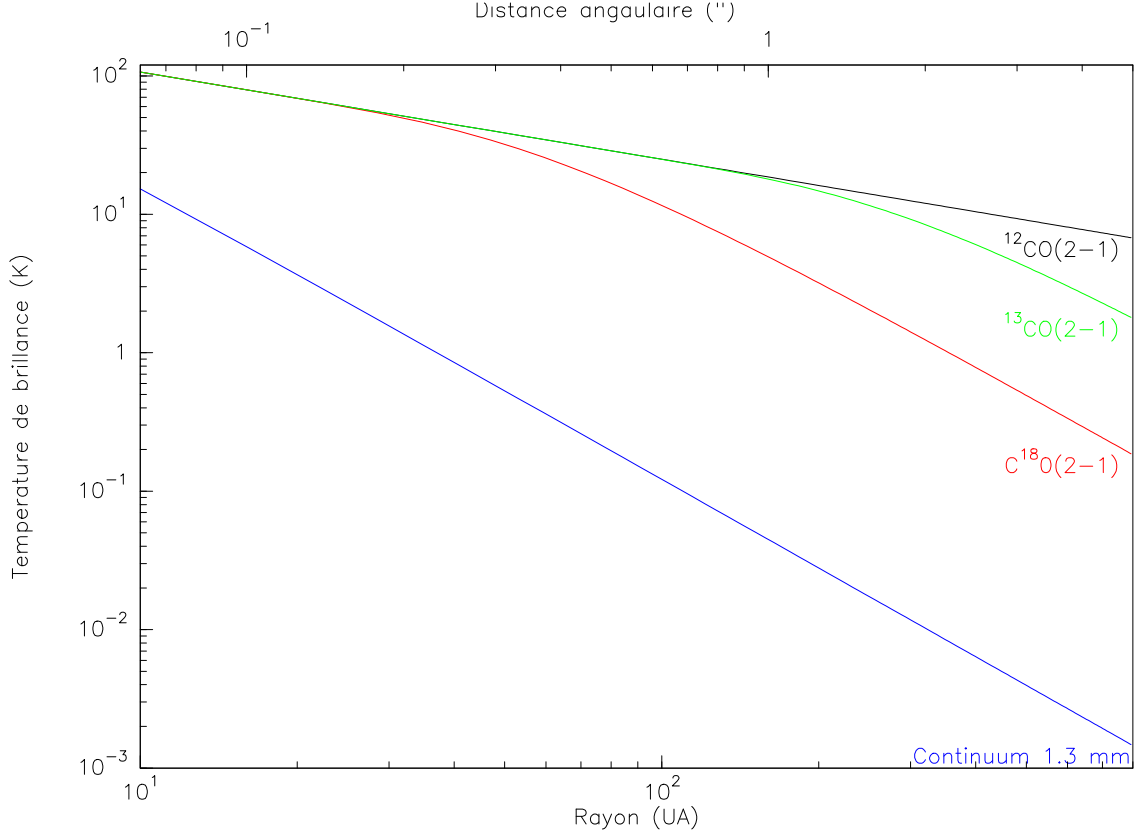


FIG. 2.10: Température de brillance en fonction du rayon (échelle du bas), ou de la distance angulaire (échelle du haut, en supposant $d = 160$ pc) pour différentes raies à 1.3 mm : $^{12}\text{CO}(2-1)$ (noir), $^{13}\text{CO}(2-1)$ (vert), $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (rouge), et pour le continuum à 1.3 mm (bleu), avec les paramètres de disques décrits dans la table 2.2.

$$S_\nu = \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} \tau B_\nu(T(r)) \times 2\pi r dr \quad (2.75)$$

$$= \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} \tau \frac{2\nu^2}{c^2} kT(r) \times 2\pi r dr \quad (2.76)$$

Or, d'après l'équation 2.48, il vient que :

$$S_\nu = \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} \frac{\kappa_d \Sigma(r)}{\cos i} \frac{2\nu^2}{c^2} kT(r) \times 2\pi r dr \quad (2.77)$$

$$= \frac{2k}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \kappa_d \int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} \Sigma(r) T(r) \times 2\pi r dr \quad (2.78)$$

Si l'on définit une température moyenne \overline{T}_m pondérée par la masse ($dm = \Sigma(r)2\pi r dr$):

$$\overline{T}_m = \frac{\int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} T(r) \Sigma(r) \times 2\pi r dr}{\int_{R_{\text{cin}}}^{R_{\text{cout}}} \Sigma(r) \times 2\pi r dr} \quad (2.79)$$

alors,

$$S_\nu = \frac{2k\overline{T}_m}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \kappa_d \int_{R_{cin}}^{R_{cout}} 2\pi r \Sigma(r) dr \quad (2.80)$$

En utilisant le fait que $\int_{R_{cin}}^{R_{cout}} \times 2\pi r \Sigma(r) dr = M_d$, on obtient finalement le résultat suivant :

$$S_\nu = \frac{2k\overline{T}_m}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \kappa_d M_d \quad (2.81)$$

où M_d est la masse du disque. Si l'émission du continuum est optiquement mince, la densité de flux continuum est donc proportionnelle à la masse du disque, et à sa température moyenne. De plus d'après 2.72, :

$$S_\nu = \frac{2k\overline{T}_m}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \kappa_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\beta M_d \propto \nu^{(2+\beta)} \quad (2.82)$$

2.6.2 Cas optiquement épais

Dans le cas optiquement épais, on a d'après l'équation 2.37:

$$S_\nu = \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{cin}}^{R_{cout}} B_\nu(T(r)) \times 2\pi r dr \quad (2.83)$$

$$= \frac{\cos i}{d^2} \int_{R_{cin}}^{R_{cout}} \frac{2\nu^2}{c^2} kT(r) \times 2\pi r dr \quad (2.84)$$

Si l'on définit maintenant une température moyenne pondérée par la surface \overline{T}_s ($dA = 2\pi r dr$):

$$\overline{T}_s = \frac{\int_{R_{cin}}^{R_{cout}} T(r) \times 2\pi r dr}{\int_{R_{cin}}^{R_{cout}} \times 2\pi r dr} \quad (2.85)$$

L'expression de la densité de flux dans le cas optiquement épais est :

$$S_\nu = \frac{2k\overline{T}_s}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 \int_{R_{cin}}^{R_{cout}} 2\pi r dr \times \cos i \quad (2.86)$$

$$= \frac{2\pi k\overline{T}_s}{d^2} \left(\frac{\nu}{c}\right)^2 (R_{cout}^2 - R_{cin}^2) \times \cos i \quad (2.87)$$

Dans ce cas, la densité de flux continuum est proportionnelle à la température moyenne \overline{T}_s et à l'aire projetée du disque, et $S_\nu \propto \nu^2$.

2.6.3 Mesure de β

En principe, la mesure de l'indice spectral α de l'émission du continuum permet, si $\beta \neq 0$ de discriminer entre émission optiquement épaisse et mince, et dans ce dernier cas d'estimer β , puisque $\alpha = 2$ si l'émission est optiquement épaisse, et $\alpha = 2 + \beta$ si elle est optiquement mince.

Cependant, comme les densités de surface augmentent assez fortement vers l'intérieur des disques ($p \geq 1$) le cas de figure le plus probable est celui où l'émission, optiquement mince dans les parties externes, devient optiquement épaisse à l'intérieur d'un coeur de rayon R_1 (cf équation 2.49). Si le tableau 2.4 indique un rayon R_1 faible pour le continuum, ceci reflète simplement l'extrapolation vers les parties internes de la structure connue par les observations des parties externes en supposant un coefficient d'absorption massique, et rien ne permet donc *a priori* d'être certain que ceci soit valable.

Si l'on appelle Δ le rapport de la contribution optiquement épaisse à la contribution optiquement mince, l'indice α s'écrit, d'après BECKWITH *et al.* (1990) :

$$\alpha \simeq 2 + \frac{\beta}{1 + \Delta} \quad (2.88)$$

En conséquence, la simple mesure de l'indice spectral de la densité de flux continuum ne suffit pas à connaître β . En revanche, mesurer la température de brillance permet de distinguer les cas optiquement mince et optiquement épais, et donc d'évaluer β , ce qui permet de placer des contraintes sur la croissance des grains. Il est donc nécessaire d'utiliser des instruments dont la taille de lobe est suffisamment inférieure à la taille angulaire à la source pour pouvoir estimer R_1 , et ceci nécessite dans le domaine millimétrique l'emploi de techniques interférométriques.

Chapitre 3

Les données interférométriques

Sommaire

3.1 Généralités sur l'interférométrie millimétrique	41
3.2 Détectabilité des disques protoplanétaires	60
3.3 Limitations pour la problématique astrophysique	63
3.4 Observations	63

3.1 Généralités sur l'interférométrie millimétrique

3.1.1 Principe

Les images formées par des antennes uniques sont limitées par la diffraction, c'est-à-dire que leur résolution angulaire est de l'ordre de λ/D , où λ est la longueur d'onde d'observation et D le diamètre du télescope.

On conçoit donc aisément que la quête d'une meilleure résolution spatiale passe par la construction d'instruments toujours plus grands. Malheureusement, cette recherche se heurte à des difficultés techniques évidentes. Le plus grand instrument en usage dans le domaine millimétrique, le radiotélescope de Pico Veleta, opéré par l'IRAM, avec un diamètre de 30 mètres possède une résolution angulaire comprise entre 10 et 30 " selon la fréquence des observations. D'après le chapitre précédent, ceci est insuffisant pour résoudre les environnements circumstellaires autour d'étoiles jeunes. L'interférométrie, qui consiste à recombinaison le signal de plusieurs antennes, permet, avec des réserves sur lesquelles je reviendrai, d'atteindre une résolution angulaire équivalente à celle d'un télescope dont la taille serait égale à la distance entre les antennes. Son principe n'est rien d'autre que celui des fentes de Young (YOUNG 1803). Ce qui suit est basé sur les ouvrages de référence (DUTREY 2000; TAYLOR *et al.* 1999), auquel le lecteur est invité à se référer pour plus de détails.

Théorème Zernicke van Cittert : L'interférométrie radio se distingue de l'interférométrie optique non seulement par les solutions techniques développées, mais également par le fait

que les équations interférométriques les régissant ne sont pas les mêmes. Elle sont cependant toutes deux conceptuellement très proches. La fonction de cohérence spatio-temporelle d'un champ $U(r, t)$, définie par :

$$\Gamma(P_1, P_2, \tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) dt \quad (3.1)$$

$$= \langle U(P_1, t) U^*(P_2, t + \tau) \rangle \quad (3.2)$$

mesure à la fois la cohérence spatiale (entre P_1 et P_2) et la cohérence temporelle (entre t et $t + \tau$) du champ U . L'idée de base est que la mesure de la cohérence spatiale du champ électromagnétique nous renseigne sur la distribution spatiale de brillance. Ceci se retrouve dans l'énoncé du théorème de Zernicke-Van Cittert (BORN & WOLF 1959), qui stipule que :

Théorème 1 *Le degré complexe de cohérence mesuré à grande distance d'une source spatialement incohérente en lumière quasi-monochromatique est égal à la transformée de Fourier normalisée de la distribution spatiale de l'intensité de la source.*

où le degré mutuel de cohérence d'un champ U entre les points P_1 et P_2 est défini par :

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma(P_1, P_2, \tau)}{\sqrt{\Gamma(P_1, P_1, \tau) \Gamma(P_2, P_2, \tau)}} \quad (3.3)$$

Principe de fonctionnement d'un interféromètre hétérodyne : Le fonctionnement d'un interféromètre millimétrique à deux antennes est schématisé sur la figure 3.1. Une onde plane provenant de la direction \mathbf{s} rencontre successivement les deux antennes séparées de \mathbf{b} (que l'on appelle ligne de base). La différence des temps d'arrivée sur chacune des antennes est appelée délai géométrique τ_g . L'antenne focalise l'onde électromagnétique sur un récepteur, dans lequel le champ électrique de l'onde incidente de fréquence ν_{RF} est mélangée au signal d'un oscillateur local de fréquence ν_{LO} et de phase (éventuellement variable) ϕ_{LO} . Après filtrage adéquat, le signal a été converti à une fréquence inférieure, appelée fréquence intermédiaire ν_{IF} . Les signaux des 2 antennes sont alors échantillonnés, puis corrélés électroniquement après qu'une correction du délai géométrique a été appliquée.

La détection hétérodyne est basée sur la conversion de fréquence. Le champ électrique incident $V(t)$:

$$V(t) = E \cos(2\pi\nu t + \Phi) \quad (\text{onde monochromatique}) \quad (3.4)$$

est "mélangé" à un signal de fréquence proche (oscillateur local) $V_{LO}(t)$

$$V_{LO}(t) = Q \cos(2\pi\nu_{LO}t + \Phi_{LO}) \quad (3.5)$$

Le mélangeur, élément non linéaire, fournit une réponse :

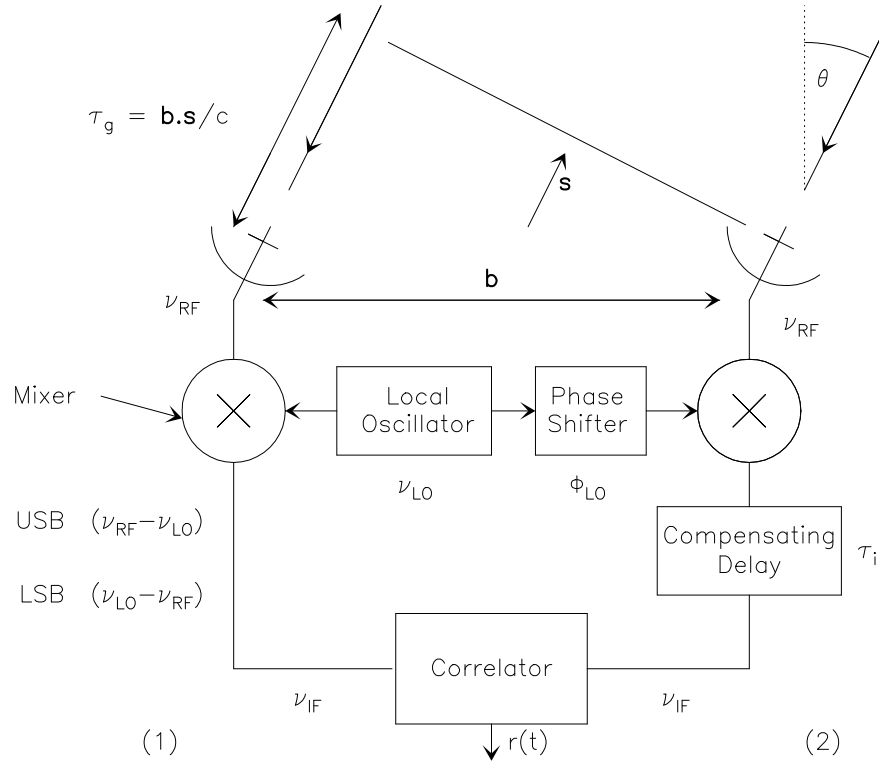


FIG. 3.1: Principe de fonctionnement d'un interféromètre radio millimétrique. Figure tirée de DUTREY (2000).

$$I(t) = a_0 + a_1 [V(t) + V_{LO}(t)] + a_2 [V(t) + V_{LO}(t)]^2 + \dots \quad (3.6)$$

Ceci entraîne que le signal de sortie comprend des harmoniques combinaisons linéaires des fréquences du signal et de l'oscillateur local. Ainsi, après mélange et filtrage adéquat, la réponse du récepteur est la somme de :

$$I(t) \propto EQ \cos(2\pi(\nu - \nu_{LO})t + \Phi - \Phi_{LO}) \quad (3.7)$$

et de

$$I(t) \propto EQ \cos(2\pi(\nu_{LO} - \nu)t - \Phi + \Phi_{LO}) \quad (3.8)$$

Un tel récepteur fournit donc un signal:

- converti en fréquence: $\nu \rightarrow \nu - \nu_{LO}$ ou $\nu \rightarrow \nu_{LO} - \nu$
- proportionnel au champ électrique incident: $\propto E$
- proportionnel à la tension de l'oscillateur local: $\propto Q$
- avec une relation de phase: $\Phi \rightarrow \Phi - \Phi_{LO}$ ou $\Phi \rightarrow \Phi_{LO} - \Phi$

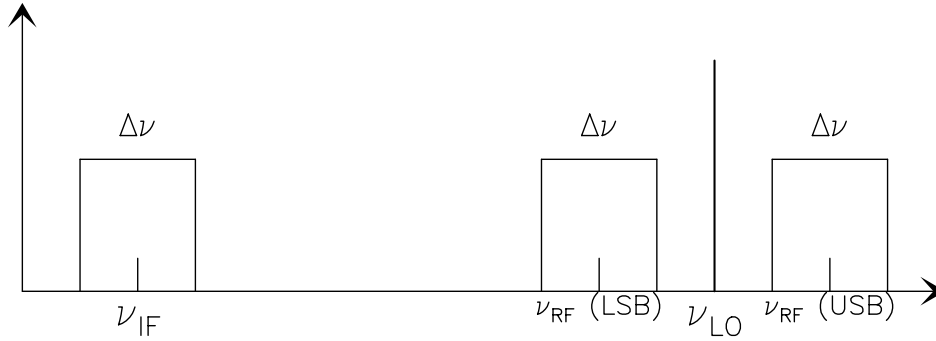


FIG. 3.2: Relations entre les fréquences des bandes latérales supérieure et inférieure, fréquence de l'oscillateur local et fréquence intermédiaire. Figure tirée de DUTREY (2000).

Le récepteur décrit ci-dessus sélectionne donc deux plages de fréquences “radio” ν_{RF} (voir figure 3.2):

- l'une, plus élevée que celle de l'oscillateur local, est appelée bande latérale supérieure (“Upper Side Band”(USB) en anglais)
- l'autre, plus faible que celle de l'oscillateur local, est appelée bande latérale inférieure (“Lower Side Band”(LSB) en anglais)

Le deuxième élément d'importance d'un interféromètre est le corrélateur, dont le but est d'effectuer une corrélation croisée des signaux provenant des deux antennes. Cette opération s'opère électroniquement, le signal étant tout d'abord digitalisé. Pour une source ponctuelle, en considérant $\nu_{IF} = \nu_{RF}$ par souci de simplicité, la réponse du corrélateur est :

$$r(t) = \langle E_1 Q_1 \cos(2\pi\nu(t - \tau_g(t))) E_2 Q_2 \cos(2\pi\nu t) \rangle = E_1 Q_1 E_2 Q_2 \cos(2\pi\nu\tau_g(t)) \quad (3.9)$$

où $\tau_g = b.s/c$ est le délai géométrique (voir figure 3.1).

Pour une source non ponctuelle, quand l'interféromètre pointe dans une direction s_0 , avec $s = s_0 + \sigma$, et $B(s)$ la réponse en puissance sur le ciel du système telle que $B(s) = B_i(s)B_j(s)$, où $B_i(s)$ est la réponse en tension sur le ciel de l'antenne i , on obtient :

$$r(t) = d\nu \int_{ciel} B(s) I(s) \cos(2\pi\nu b.s/c) d\Omega \quad (3.10)$$

$$= |V| \cos(2\pi\nu\tau_g - \Phi_V) d\nu \quad (3.11)$$

où V la visibilité complexe est définie comme :

$$V = |V| e^{i\Phi_V} = \int_{ciel} B(\sigma) I(\sigma) e^{(-2i\pi\nu b.\sigma/c)} d\Omega \quad (3.12)$$

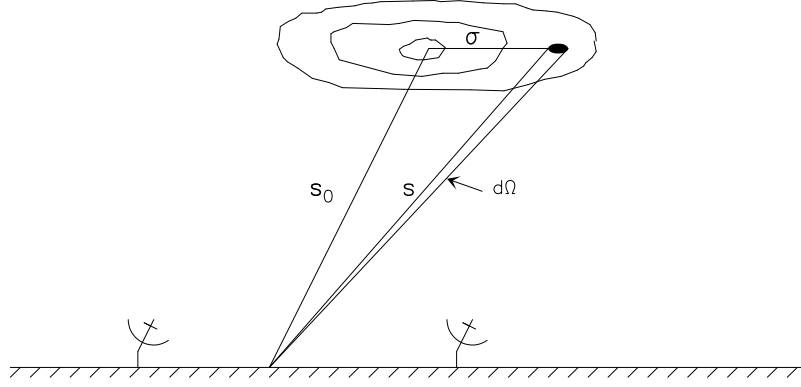


FIG. 3.3: *Emission étendue et définition de s_0 , s , σ et $d\Omega$. Figure tirée de DUTREY (2000).*

On peut remarquer que, d'après sa définition, la visibilité complexe est la transformée de Fourier de $B(\sigma)I(\sigma)$, c'est-à-dire de la distribution de brillance du ciel multipliée par le lobe en puissance de l'antenne (ou plus exactement par le produit des lobes en tension des deux antennes).

Si enfin l'on intègre en fréquence sur $\Delta\nu$, on obtient :

$$\begin{aligned} R(t) &= \frac{1}{\Delta\nu} \int_{\nu_0 - \Delta\nu/2}^{\nu_0 + \Delta\nu/2} |V| \cos(2\pi\nu_0\tau_g - \Phi_V) d\nu \\ &= |V| \cos(2\pi\nu_0\tau_g - \Phi_V) \frac{\sin(\pi\Delta\nu\tau_g)}{\pi\Delta\nu\tau_g} \end{aligned} \quad (3.13)$$

La visibilité est atténuée par une enveloppe en sinus cardinal décroissant rapidement (causée par la perte de cohérence temporelle), ce qui impose une compensation du retard géométrique. L'impossibilité d'une correction optique (la taille des miroirs requise pour éviter les pertes par diffraction étant de 2 mètres) explique que l'on compense ce délai électroniquement.

Remarquons enfin que la rotation de la Terre provoque une oscillation naturelle de la réponse du corrélateur, à une fréquence de $\nu_{LO}d\tau_g/dt = \nu_{LO}\Omega_{Terre}b/c$, soit environ 10 Hz pour $b = 300$ m et $\nu_{LO} = 100$ GHz.

Cette fréquence étant toute de même élevée, on préfère "stopper" les franges, ce qui implique de construire un corrélateur complexe (capable de mesurer les parties réelle et imaginaire de la visibilité). La phase de l'oscillateur local Φ_{LO} est donc choisie de telle sorte que $\Phi_{LO}(t) = 2\pi\nu_{LO}\tau_g(t)$. La réponse du corrélateur est alors (avec un signe + pour la bande USB et - pour la bande LSB):

$$\begin{aligned} R_r &= |V| \cos(\pm 2\pi\nu_{IF}\Delta\tau - \Phi_V) \\ R_i &= |V| \sin(\pm 2\pi\nu_{IF}\Delta\tau - \Phi_V) \end{aligned} \quad (3.14)$$

où R_i est la réponse du corrélateur, quand on décale un des signaux de $\pi/2$, est la partie imaginaire de la visibilité complexe. Une éventuelle erreur de compensation de délai $\Delta\tau$ induit

donc une variation de phase linéaire en fréquence (de signe opposé pour les bandes USB et LSB).

3.1.2 Imagerie

Une fois obtenue les visibilitées complexes pour un ensemble de fréquences spatiales, on désire également obtenir une image de la région du ciel d'intérêt astrophysique.

La relation 3.12 de transformée de Fourier entre les visibilitées complexes et la distribution de brillance du ciel peut *a priori* être utilisée pour reconstruire cette dernière. Cette relation de transformée de Fourier à 2 dimensions n'est valable que dans le cas de champs peu étendus (en pratique, le fait que le champ de vue soit limité par le lobe primaire des antennes assure que cette dernière condition est très généralement vérifiée).

Couverture u, v : A cause du nombre de lignes de base fini, le plan de Fourier (appelé par la suite plan (u, v)) n'est pas complètement échantillonné. Chaque ligne de base physique "remplit" le plan (u, v) non pas par un point mais, grâce à la rotation terrestre qui fait varier la ligne de base projetée (super-synthèse), selon une ellipse d'équation:

$$u^2 + \left(\frac{v - (L_Z/\lambda) \cos \delta_0}{\sin \delta_0} \right)^2 = \frac{L_X^2 + L_Y^2}{\lambda^2} \quad (3.15)$$

où L_X, L_Y , et L_Z sont les coordonnées de la ligne de base dans un repère orthonormé avec X orienté dans la direction du méridien sur l'équateur céleste, Y vers l'Est, Z vers le pôle nord céleste, et δ_0 la déclinaison du centre de phase (le point de la voûte céleste pour lequel le délai géométrique est calculé).

Ouverture interférométrique (pupille) : D'après l'équation 3.12, il existe une relation de transformée de Fourier entre les visibilitées V , et le produit $B \times I$. Or il existe une relation de transformée de Fourier entre la pupille et le plan image pour une antenne. Le fait de mesurer uniquement $BI(0)$ correspond donc au fait de mesurer l'intégrale de la pupille (BRACEWELL 2000).

Si la réponse des antennes dans l'ouverture $\hat{B}(r)$ au champ électrique incident est la même pour toute les antennes, la pupille peut donc être décrite par :

$$P(r, t) = \sum_{i=1}^n \int_{-D/2}^{+D/2} \hat{B}(r - r_i(t)) dr \quad (3.16)$$

$$= \sum_{i=1}^n \delta[r - r_i(t)] * \int_{-D/2}^{+D/2} \hat{B}(r) dr \quad (3.17)$$

En conséquence, le système n'est pas linéaire et il n'existe donc pas de relation de convolution entre la distribution de brillance I , et l'image obtenue. Si par contre, on considère la réponse du système à $B \times I$, le système est linéaire.

Fonction de transfert parfaite : La fonction de transfert de l'interféromètre est l'autocorrélation de la pupille. En l'absence d'atmosphère, elle s'exprime donc (moyennant la simplification évoquée ci-dessus) par :

$$\begin{aligned}
S(f, t) &= \int P(r, t) P^*(r + f, t) dr \\
&= \int \sum_{i=1}^n \delta[r - r_i(t)] \sum_{j=1}^n \delta[r + f - r_j(t)] dr \\
&= \sum_{k=1}^{n(n-1)/2} \delta[f - f_k(t)]
\end{aligned} \tag{3.18}$$

où les $f_k(t)$ sont les fréquences spatiales correspondant aux $n(n-1)/2$ lignes de bases projetées observées à l'instant t :

$$f_k(t) = r_j(t) - r_i(t) \tag{3.19}$$

Transformée de Fourier rapide et échantillonnage : Afin de pouvoir utiliser les algorithmes de transformée de Fourier rapide ("Fast Fourier Transform", ou FFT en anglais), les visibilités sont interpolées sur une grille régulière. Cette dernière opération est généralement effectuée par le biais d'une convolution, puis d'un échantillonnage par la fonction shah :

$$\frac{1}{\Delta u} \text{III}\left(\frac{u}{\Delta u}\right) = \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta(u - k\Delta u) \tag{3.20}$$

dont la transformée de Fourier n'est rien d'autre qu'elle-même :

$$\widehat{\text{III}}(x\Delta u) = \frac{1}{\Delta u} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta\left(x - \frac{k}{\Delta u}\right) \tag{3.21}$$

Les visibilités échantillonnées V_{grid} sont donc reliées aux visibilités mesurées V_{mes} via le noyau de convolution G et la fonction shah par :

$$V_{grid} = \text{III} \times (G * V_{mes}) \tag{3.22}$$

Ce qui dans le plan image donne :

$$I_{grid} = \widehat{\text{III}} * (\widehat{G} \times B \times I) \tag{3.23}$$

Les données ainsi échantillonnées sur une grille régulière permettent alors d'effectuer la transformée de Fourier rapide. L'étape suivante consiste à diviser l'image obtenue par la transformée de Fourier de la fonction de convolution, pour corriger de l'effet de la convolution.

L'échantillonnage introduit un repliement de l'image qui augmente le bruit sur les bords de la carte, comme cela est clairement visible sur la figure 3.4. L'opération d'échantillonnage peut également replier du signal hors de la carte dans la carte.

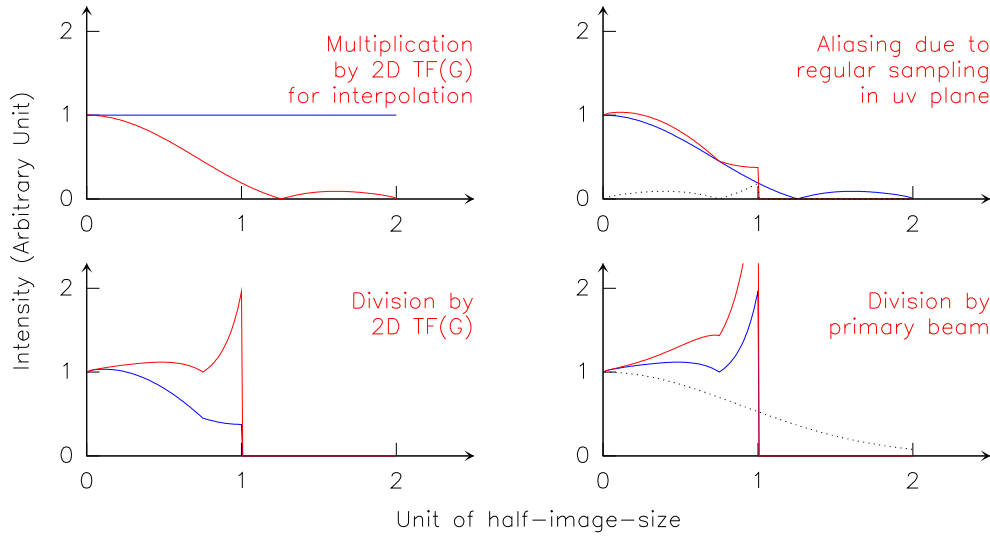


FIG. 3.4: Effets sur l'image des opérations de convolution et d'échantillonnage opérées dans le plan (u,v) pour obtenir une grille régulièrement espacée. A cause du repliement induit par l'échantillonnage des visibilités (en haut à droite) entre les opérations de convolution dans le plan uv (en haut à gauche), et la division dans le plan image de la transformée de Fourier de la fonction de convolution (en bas à droite), une distribution de bruit au départ constante se retrouve amplifiée aux bords de la carte. Une éventuelle correction de l'atténuation par le lobe primaire empire encore cet effet (en bas à droite). Figure gracieusement prêtée par Jérôme Pety.

Pondération des visibilités : En fait, la transformée de Fourier des visibilités est effectuée *a posteriori*. Il est donc possible de modifier la fonction de transfert de l'instrument assez facilement. En particulier, il est judicieux de procéder à une pondération, par exemple pour :

- donner plus de poids aux données les moins bruitées.
- contrôler la taille et la forme du lobe interférométrique.

Si l'on définit la carte sale $I_s(x, y)$ et le lobe sale $D_s(x, y)$:

$$I_s(x, y) = \iint S(u, v)W(u, v)V(u, v)e^{2i\pi(ux+vy)} du dv \quad (3.24)$$

$$D_s(x, y) = \iint S(u, v)W(u, v)e^{2i\pi(ux+vy)} du dv \quad (3.25)$$

où $S(u, v)$ est la fonction de transfert sans pondération et $W(u, v)$ une fonction de pondération des visibilités. Il vient alors grâce aux propriétés de la transformée de Fourier (BRACEWELL 2000) :

$$I_s = D_s * (B \times I) \quad (3.26)$$

Les visibilités complexes sur la grille régulière peuvent être pondérées selon différents schémas, dont les 2 extrêmes sont :

- pondération naturelle (“natural weighting”) : chaque cellule du plan (u,v) se voit affectée un poids : $W_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$, où σ_i est le bruit affectant la mesure de la visibilité i .
- pondération uniforme (“uniform weighting”) : chaque cellule du plan (u,v) se voit affectée un poids égal. Comme la densité de points de mesure dans le plan (u,v) diminue avec la distance $\sqrt{u^2 + v^2}$, cette pondération donne plus de poids aux grandes lignes de base relativement au schéma précédent, et offre donc une meilleure résolution spatiale.

Des schémas de pondération intermédiaires existent et sont connus sous le nom de “robust weighting”.

Enfin, il est possible d’apodiser les visibilités complexes (“tapering”), en les multipliant par une gaussienne, ce qui revient à lisser la carte dans le plan image.

Au final, on obtient une carte “sale” (I_s), car elle est convoluée par le “lobe sale” (D_s) qui n’est rien d’autre que la transformée de Fourier de l’échantillonnage du plan (u,v) affectée de la pondération susmentionnée.

Déconvolution : A cause de la forme du lobe sale, l’analyse de la carte sale ne permet pas d’analyse quantitative (superposition des lobes secondaires du lobe sale). Il est donc nécessaire de déconvoluer la carte sale. La technique sans doute la plus célèbre en interférométrie radio est sans aucun doute la méthode CLEAN (HÖGBOM 1974), et ses nombreuses variantes, dont par exemple CLARK (1980).

Elle consiste à supposer que le ciel est composé de sources ponctuelles. Le principe de l’algorithme consiste ainsi à chaque itération à trouver le pixel le plus intense dans la carte, puis à soustraire de la carte une fraction du lobe sale situé à cette position, et ce jusqu’à ce qu’un nombre maximum d’itérations a été atteint ou que le pixel résiduel le plus intense se trouve sous un seuil (de l’ordre du bruit thermique).

Puis, cette liste de composantes est convoluée avec un lobe “propre”, qui est l’ajustement par une gaussienne de la partie centrale du lobe sale, et les résidus de l’opération précédente sont ajoutés. Les unités de la carte propre sont le Jy.lobe^{-1} .

Il est à noter que la déconvolution est une opération non-linéaire, et je reviendrai sur ce point dans le chapitre sur le modèle.

Températures et gain de l’antenne : L’antenne est un collecteur qui focalise l’énergie du rayonnement incident sur un détecteur. Il est d’usage en radioastronomie d’exprimer la puissance P des signaux par une température équivalente T^{eq} à l’aide de l’équation :

$$P = kT^{eq}\Delta\nu \quad (3.27)$$

où k est la constante de Boltzmann et $\Delta\nu$ la largeur spectrale des observations. Quand on écrit cette équation pour exprimer la puissance du signal provenant d'une source astrophysique, on parle de température d'antenne T_a .

La puissance disponible sur le récepteur est proportionnelle à la densité de flux S de la source :

$$P = \frac{1}{2} \eta_A A S \Delta\nu \quad (3.28)$$

où η_A est l'efficacité de l'antenne, et A sa surface collectrice

En égalant ces deux expressions, il vient que le rapport de la densité de flux S à la température d'antenne T_a est :

$$\mathcal{J} = \frac{S}{T_a} = \frac{2k}{\eta_A A} \quad (3.29)$$

Ce rapport exprime donc le "gain" de l'antenne en terme de Jansky de densité de flux par degré Kelvin de température d'antenne.

De même que la puissance du signal de la source est représentée par la température d'antenne, le bruit du système s'exprime comme :

$$P = k T_{sys} \Delta\nu \quad (3.30)$$

où T_{sys} est appelée la température système.

3.1.3 Atmosphère

Dans le domaine millimétrique, la composante basse de l'atmosphère (troposphère) renferme de nombreuses raies d'émission (principalement de l'eau, du dioxygène et de l'ozone ; voir figure 3.5)

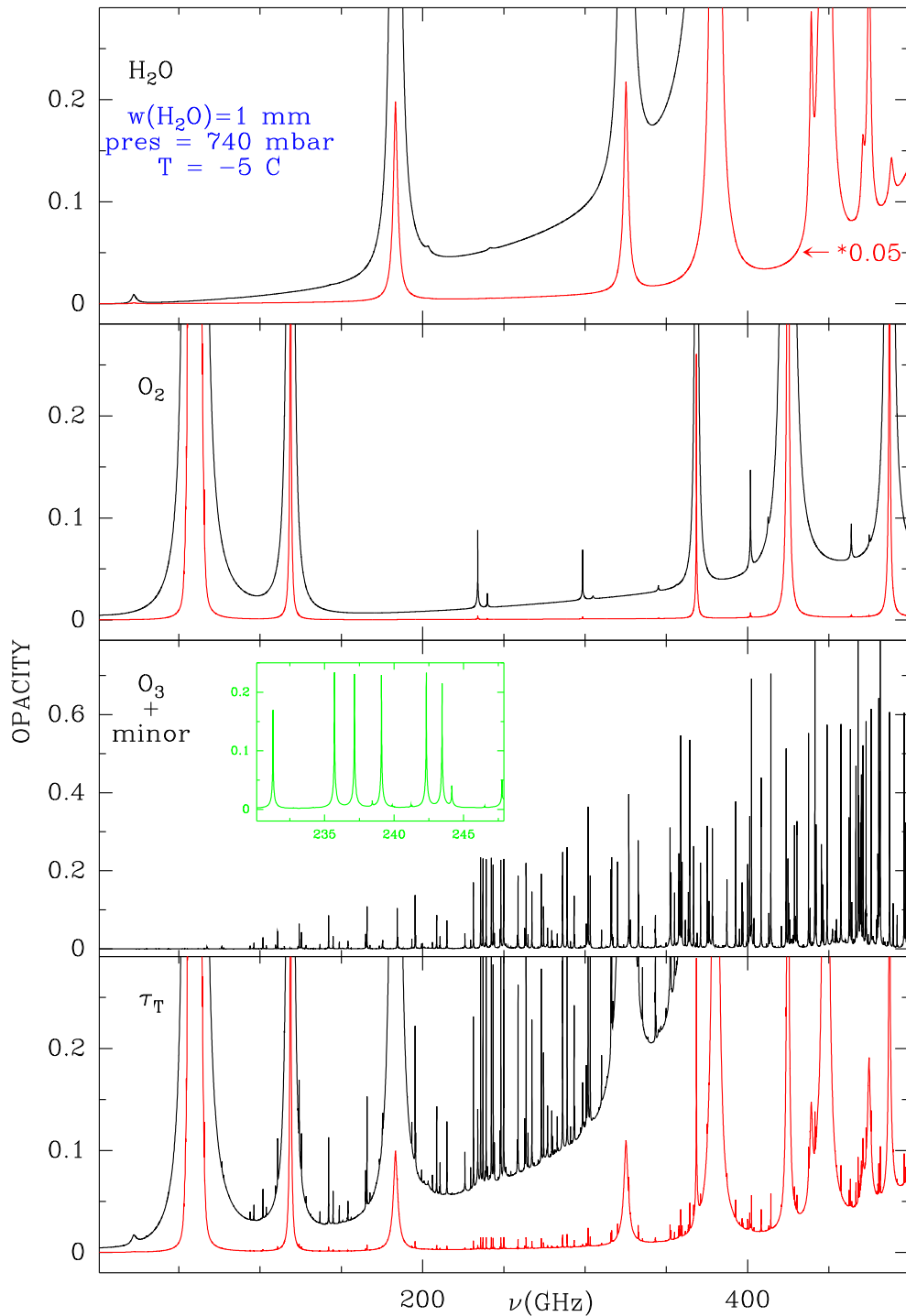


FIG. 3.5: Opacités zénithales à une altitude de 2500 m, avec 1mm de vapeur d'eau précipitable en fonction de la fréquence pour des conditions hivernales. Les contributions respectives de H_2O , O_2 et O_3 sont montrées dans les trois cadres supérieurs. La courbe inférieure dans chaque panneau représente les mêmes opacités multipliées par un facteur 1/20ème. Figure tirée de DUTREY (2000).

Les quantités d'O₂ et d'O₃ sont essentiellement constantes dans la troposphère et forment ce que l'on appelle l'atmosphère "sèche", mais la quantité de vapeur d'eau va elle varier en fonction des conditions météorologiques.

On peut remarquer également sur la figure 3.5 qu'entre les raies les plus intenses se trouvent des "fenêtres" d'observations (autour de 3.4, 2.7 et 1.3 mm, soit 90, 110 et 230 GHz). Les bons sites comme par exemple celui de Chajnantor au Chili où doit se construire l'interféromètre ALMA permettent l'ouverture de nouvelles fenêtres radio à plus haute fréquence, car la quantité de vapeur d'eau est alors très faible, cette dernière étant distribuée avec une hauteur d'échelle d'environ 2 km.

Cependant, même dans ces fenêtres, l'opacité peut encore être importante à cause des ailes des raies les plus intenses. Le signal va donc être atténué d'un facteur $e^{-\tau_T}$ lorsqu'il traverse la troposphère. Ceci va nécessiter de calibrer l'absorption atmosphérique. L'opacité atmosphérique totale se décompose :

$$\tau_T(\nu) = A(\nu) + B(\nu) \times w \quad (3.31)$$

où $B(\nu)$ et $A(\nu)$ sont les contributions de H₂O, et des autres constituants de l'atmosphère respectivement (en fait, principalement de O₂, cf fig 3.5). w est la quantité de vapeur d'eau précipitable (c'est-à-dire la hauteur d'eau liquide que l'on obtiendrait en condensant l'eau sous forme gazeuse en direction du zénith).

Dans ce cas, la température de brillance du ciel T_{ciel} est (la dépendance en la fréquence ν est omise pour plus de clarté):

$$T_{ciel} = T_{atm} \times (1 - e^{-\tau_T}) \quad (3.32)$$

où T_{atm} est la température physique des couches émettrices (donc également absorbantes) de l'atmosphère.

En fait, il faut également prendre en compte le facteur de couplage du récepteur au ciel η_f ("forward efficiency"), et la température T_{emi} lorsque l'on observe le ciel est :

$$T_{emi} = \eta_f \times T_{ciel} + (1 - \eta_f) \times T_{cab} + T_{rec} \quad (3.33)$$

où T_{cab} est la température physique de la cabine.

La température système T_{sys} vaut alors :

$$T_{sys} = e^{\tau_T} \times T_{emi} \quad (3.34)$$

où T_{rec} est la température équivalente de bruit du récepteur.

Une complication supplémentaire provient du fait que les observations ne sont pas en bande latérale unique ("Single Side Band" ou SSB en anglais), et que donc :

$$T_{ciel} = \frac{T_{ciel}^L + G^{UL}T_{ciel}^U}{1 + G^{UL}} \quad (3.35)$$

où G^{UL} est le gain relatif (en amplitude, valeur réelle) de la bande latérale supérieure à la bande latérale inférieure (voir paragraphe 3.1.4).

Calibration atmosphérique : L'objectif de la calibration atmosphérique est triple :

- corriger l'absorption atmosphérique (i.e. estimer τ_T).
- transformer l'intensité des signaux (au départ en unité mal définie comme un nombre de coups) en unité physique (température équivalente).
- estimer le bruit via la température système T_{sys} .

D'après ce qui précède, ceci requiert de déterminer 3 paramètres inconnus : l'opacité de l'atmosphère τ_T (ou de façon équivalente w), la température équivalente de bruit du récepteur T_{rec} et le gain du système K (K.coups⁻¹), défini par :

$$M_{obs} = K \times T_{obs} \quad (3.36)$$

où M_{obs} est le nombre de coups mesurés pour un signal de température équivalente T_{obs} . Ecrire cette relation suppose implicitement que le système est linéaire.

L'observation de l'émissivité du ciel T_{emi} et d'une charge de température connue T_{load} permet de corriger de l'absorption atmosphérique et du gain du système via le calcul de la température de calibration T_{cal} :

$$T_{cal} = \frac{T_{load} \times (1 + G^{UL}) - (T_{emi}^L + G^{UL}T_{emi}^U)}{e^{-\tau_T} / \sin \delta} \quad (3.37)$$

où δ est l'élévation de la source. Cette formule fait intervenir l'opacité τ_T , ce qui semble revenir au problème initial. Un modèle d'atmosphère élaboré à partir des données météorologiques enregistrées au sol et de l'émission du ciel permet, par ajustement, de déterminer τ_T et donc T_{emi} (si T_{rec} est connu). La température d'antenne de la source est alors :

$$T_{source} = T_{cal} \times \frac{M_{source} - M_{emi}}{M_{load} - M_{emi}} \quad (3.38)$$

et la température système :

$$T_{sys} = T_{cal} \times \frac{M_{emi}}{M_{load} - M_{emi}} \quad (3.39)$$

T_{rec} peut-être connu via l'observation supplémentaire d'une source froide de température T_{cold} , via :

$$T_{rec} = \frac{T_{load}M_{cold} - T_{cold}M_{load}}{M_{load} - M_{cold}} \quad (3.40)$$

Le lecteur intéressé trouvera dans GUILLOTEAU *et al.* (1993), une discussion poussée de ces problèmes de calibration atmosphérique en interférométrie.

Fonction de structure de la phase : La variation de la quantité de vapeur d'eau sur la ligne de visée va introduire une variation de l'indice de réfraction n de l'air, qui intégré sur une distance D va introduire une phase atmosphérique ϕ :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \times n \times D \quad (3.41)$$

D'après CARILLI *et al.* (1999), pour une température de l'atmosphère de 270 K, cela donne une phase :

$$\phi = \frac{12.6\pi}{\lambda} \times w \quad (3.42)$$

Comme la quantité pertinente pour les observations est la phase différentielle entre 2 lignes de visée, seules les variations de la quantité de vapeur d'eau entre ces dernières vont poser problème.

La fonction de structure de l'atmosphère $D_\phi(b)$ définie par :

$$D_\phi(b) = \langle (\phi(x+b) - \phi(x))^2 \rangle \quad (3.43)$$

permet d'estimer ces variations en fonction de la longueur de ligne de base. Ces variations proviennent des inhomogénéités spatiales induites par la turbulence atmosphérique. D'après KOLMOGOROV (1941), et moyennant l'hypothèse de Taylor de turbulence "gelée", cette fonction de structure est une loi de puissance d'indice $\alpha = 5/3$, si la longueur de ligne de base b est inférieure à l'épaisseur de la couche turbulente, et $\alpha = 2/3$ dans le cas contraire. Enfin, si la longueur de la ligne de base dépasse l'échelle externe de la turbulence, la fonction de structure devient indépendante de b . Ceci est bien illustré sur la figure 3.6 qui présente des données obtenues à 1.3 cm avec l'interféromètre VLA (noter qu'est représentée en ordonnée la racine de la fonction de structure de l'atmosphère, ce qui explique que les indices des lois de puissances sont la moitié de ce que je viens de présenter).

Des campagnes dédiées de suivi ont permis d'estimer cette fonction de structure sur les sites accueillant les interféromètres millimétriques. En ce qui concerne le plateau de Bure, sur lequel est installé l'interféromètre de l'IRAM, OLMÍ & DOWNES (1992) ont effectué des mesures de la fonction de structure de la phase atmosphérique qui montrent que α varie de 1.85 ± 0.04 à 1.11 ± 0.02 entre le jour et la nuit, et que l'intensité de la turbulence diminue elle d'un facteur 5 la nuit.

Fonction de transfert atmosphérique : Si l'on tient compte maintenant de la phase atmosphérique, la pupille s'écrit $P'(r) = \sum_{i=1}^n \delta[r - r_i(t)] e^{i\phi(r)}$, et la fonction de transfert est alors :

$$\begin{aligned} FT(f) &= \int \langle P'(r) P'^*(r+f) \rangle_{\tau_{int}} dr \\ &= \int P(r) P^*(r+f) \langle e^{i(\phi(r+f) - \phi(r))} \rangle_{\tau_{int}} dr \end{aligned}$$

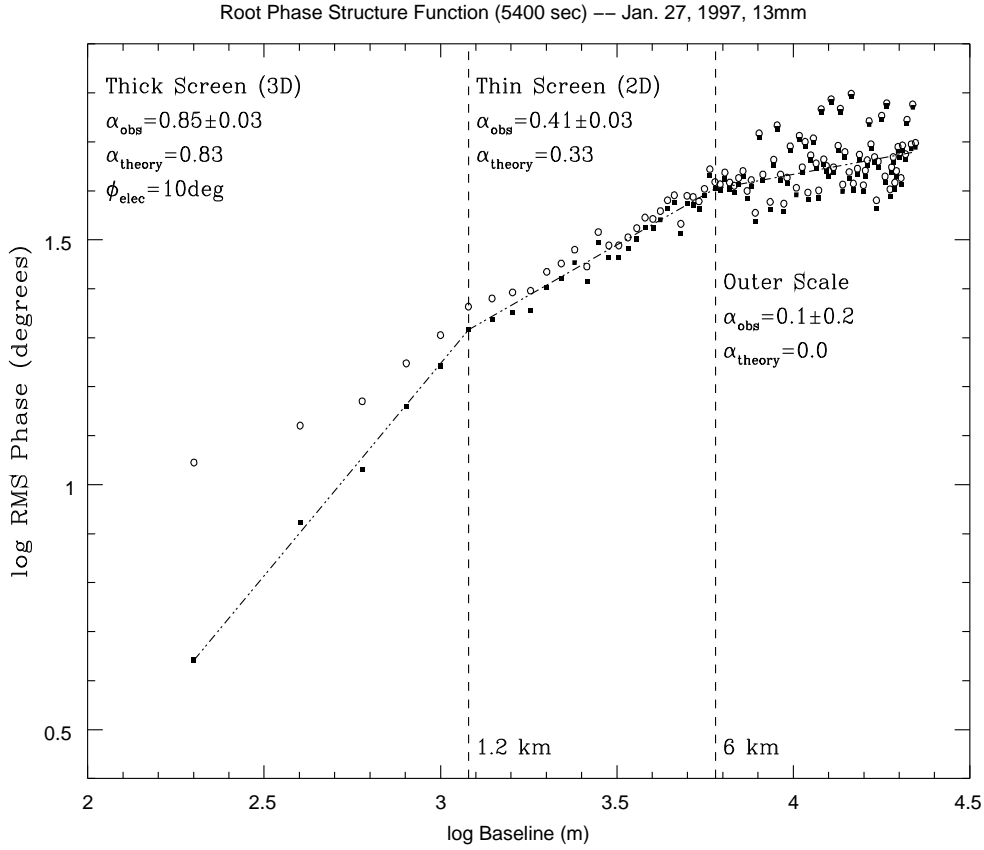


FIG. 3.6: *Figure 1 de CARILLI & HOLDAWAY (1997). Racine de la fonction de structure de la phase atmosphérique à 1.3 cm obtenue en configuration BnA du VLA le 27 janvier 1997. Les cercles montrent les variations de r.m.s. de phase en fonction de la ligne de base mesurée sur le calibrateur 0748+240 sur une période de 90 min. Les carrés pleins représentent les mêmes valeurs, auxquelles une valeur constante de 10° de bruit de phase électronique a été retirée quadratiquement.*

Si l'on suppose que la distribution de phase est gaussienne, alors :

$$\begin{aligned} FT(f) &= e^{-\frac{1}{2}D_\phi(f)} \int \langle P(r)P^*(r+f) \rangle_{\tau_{\text{int}}} dr \\ &= S(f)\mathcal{B}(f) \end{aligned} \quad (3.44)$$

où $D_\phi(f)$ est la fonction de structure de l'atmosphère (cf équation 3.43) et $\mathcal{B}(f) = e^{-\frac{1}{2}D_\phi(f)}$ la fonction de transfert atmosphérique. La fonction de transfert dans ce cas est donc le produit de la fonction de transfert parfaite et d'une fonction de transfert atmosphérique. Comme la réponse de l'instrument est la transformée de Fourier de la fonction de transfert, on retrouve malheureusement le résultat bien connu des opticiens : l'image finale est convoluée non seulement par le lobe de l'instrument, mais également par la fonction d'étalement de point atmosphérique ("seeing").

Phase atmosphérique : En réalité, l'estimation précédente est pessimiste puisque seules les fluctuations sur une échelle de temps inférieure au temps d'intégration τ_{int} vont introduire une décorrélation (qui est la cause du seeing). Il convient donc de connaître le spectre de puissance temporel des variations de phase atmosphérique. Sous l'hypothèse de Taylor de turbulence gelée, ces dernières sont reliées à la fonction de structure de l'atmosphère via la vitesse du vent au-dessus de l'interféromètre.

La figure 3.7 montre un exemple de cette distribution telle que mesurée sur le site de l'interféromètre d'Owens Valley par LAY (1997b), et des modèles correspondants.

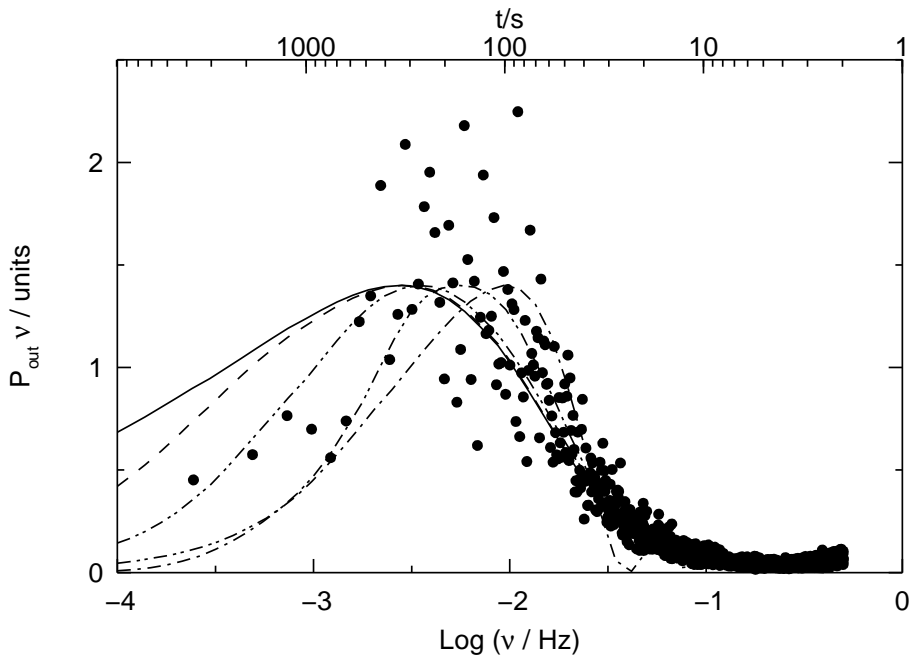


FIG. 3.7: Figure 8 de LAY (1997b). Distribution de la puissance de phase atmosphérique. Données obtenues le 4 Février 1984 pour l'interféromètre d'Owens Valley, et modèles correspondants avec épaisseur de couche turbulente Δh de 100 km, 5km, 1 km ou 100 m (traits pleins, longs, courts, pointillés). Le vent est perpendiculaire à une ligne de base de 100 m. La courbe tiretée-pointillée correspond à un Δh de 1 km, mais avec le vent soufflant parallèlement à la ligne de base.

Les fluctuations de phase sur une échelle inférieure à $2.5 \tau_{int}$ introduisent une decorrelation f , qui est une quantité intrinsèquement dépendante de la ligne de base (et qui ne peut donc se décomposer en un produit de quantités par antenne). D'après LAY (1997a) :

$$f = 1 - \frac{1}{2} \int_{-\log 2.5\tau_{int}}^{\infty} \nu P_{\phi}(\nu) d(\log \nu) \quad (3.45)$$

où τ_{int} est le temps d'intégration, $P_{\phi}(\nu)$ est la distribution de puissance des fluctuations

atmosphériques. Ainsi, seule une partie des fluctuations de phase atmosphérique participe à cette décorrélation. Il est possible d'aller encore plus loin, en équipant l'interféromètre d'une véritable "optique adaptative", qui permet de corriger de la décorrélation grâce à des radiomètres qui mesurent la phase atmosphérique devant chaque antenne, et la corrige avant l'intégration. Ceci a pour effet de concentrer l'énergie dans un lobe atmosphérique plus fin, de la même manière que l'optique adaptative dans le domaine optique augmente le rapport de Strehl. Avec cette correction telle qu'implémentée actuellement sur l'interféromètre du Plateau de Bure, le seeing résiduel est typiquement de l'ordre de 0.3".

Les fréquences inférieures à $1/(2.5\tau_{int})$ vont provoquer une erreur de mesure sur la phase réelle, ce qui à son tour va provoquer des artefacts et donc limiter le processus d'imagerie (d'une manière analogue au bruit de Speckle en optique). Je reviens sur ce point dans la section suivante concernant la calibration des visibilités.

3.1.4 Calibrations

Ce schéma volontairement simpliste fait l'impasse sur un certain nombre de subtilités. Néanmoins, pour des interféromètres en service comme celui de l'IRAM, ces effets supplémentaires sont proprement pris en compte (correction de l'échantillonnage du corrélateur, etc).

Il est cependant des effets que l'on ne peut négliger. D'une part l'interféromètre n'est pas parfait, d'autre part, d'après ce qui précède, le signal provenant de la source astrophysique d'intérêt doit traverser l'atmosphère, ce qui va perturber le front d'onde (*a priori* plan pour une source à l'infini).

Calibration des visibilités : Les interféromètres en radioastronomie sont en général conçus pour être autant que possible linéaires. En conséquence, la relation entre la visibilité observée \widetilde{V}_{ij} et la visibilité "réelle" V_{ij} s'écrit:

$$\widetilde{V}_{ij}(t) = \mathcal{G}_{ij}(t)V_{ij}(t) + \eta_{ij}(t) \quad (3.46)$$

où t est l'instant de l'observation, $\mathcal{G}_{ij}(t)$ est le gain complexe pour la ligne de base ij , et η_{ij} est la contribution du bruit provenant des fluctuations thermiques. Le gain $\mathcal{G}_{ij}(t)$ peut en général se décomposer sur les différentes antennes (à part la décorrélation atmosphérique, ou un éventuel problème sur le corrélateur):

$$\mathcal{G}_{ij}(t) = g_i(t)g_j^*(t) = a_i(t)a_j(t)e^{i(\theta_i(t)-\theta_j(t))} \quad (3.47)$$

où $g_i(t) = a_i(t)e^{i\theta_i(t)}$ est le gain complexe de l'antenne i .

Ces gains sont calculés grâce à l'observation de sources fortes de densité de flux et de structure connues, pour lesquelles les visibilités "réelles" sont donc également connues. Les visibilités sont obtenues tout les τ_{int} (1 minute au PdBI), et les calibrateurs sont observés régulièrement tout les τ_{cal} (typiquement 20-30 minutes).

Bande passante : Jusqu'à présent, nous avons considéré la réponse à un signal monochromatique. Les différents composants de l'interféromètre ont cependant en général une réponse non uniforme en fonction de la fréquence. Les gains $\mathcal{G}_{ij}(t, \nu)$ sont donc des fonctions de t et de ν . Cependant, sous l'hypothèse que la bande passante ne change pas avec le temps, on peut décomposer ces derniers :

$$\mathcal{G}_{ij}(t, \nu) = \mathcal{G}_{ij}(\nu)\mathcal{G}_{ij}(t) \quad (3.48)$$

L'observation d'une source forte permet de connaître $\mathcal{G}_{ij}(\nu)$:

$$\mathcal{G}_{ij}(\nu) = \frac{\widetilde{V}_{ij}(\nu, t)}{\int \widetilde{V}_{ij}(\nu, t) d\nu} \quad (3.49)$$

Gain USB/LSB : En jouant sur le fait que la phase de l'oscillateur local apparaît avec un signe + ou - selon la bande latérale, il est possible de mesurer les visibilitées correspondant aux deux bandes séparément. Les technologies des récepteurs permettent selon leurs réglages la réjection d'une des 2 bandes latérales. Selon les besoins scientifiques, il est intéressant d'avoir un réglage en bande latérale unique ("Single Side Band" ou SSB), ou en double bande ("Double Side Band" ou DSB). Le compromis entre couverture spectrale (meilleure en réglage double bande) et bruit du système (*a priori* moins important en réglage simple bande au PdBI) dépend des objectifs scientifiques poursuivis et de la technologie des récepteurs. Concernant l'étude des disques protoplanétaires, les réglages que j'ai employés sont les suivants :

3 mm : $\nu < 105$ **GHz** Réglage en simple bande LSB avec réjection de bande $G^{UL} \simeq 10^{-3}$.

3 mm : $\nu > 105$ **GHz** Réglage en double bande.

1 mm : Réglage en double bande.

Dans le cas d'un réglage double bande, en combinant les données des deux bandes latérales, le rapport signal à bruit est augmenté de $\sqrt{2}$, ce qui permet à son tour une meilleure calibration (ou d'utiliser des calibrateurs plus faibles). Cela nécessite également de calibrer le gain relatif entre les 2 bandes :

$$e^{i\theta_U} = \frac{\int \widetilde{V}_{ij}^U(\nu, t) d\nu}{|\int \widetilde{V}_{ij}^U(\nu, t) d\nu|} \quad (3.50)$$

$$e^{i\theta_L} = \frac{\int \widetilde{V}_{ij}^L(\nu, t) d\nu}{|\int \widetilde{V}_{ij}^L(\nu, t) d\nu|} \quad (3.51)$$

$$G^{UL} = \frac{G^U}{G^L} = \frac{\int |\tilde{V}_{ij}^L(\nu, t)| d\nu}{\int |\tilde{V}_{ij}^L(\nu, t)| d\nu} \quad (3.52)$$

La visibilité en double bande est alors calculée de la manière suivante :

$$\tilde{V}_{ij}^D(\nu, t) = \frac{e^{-i\theta^U} \tilde{V}_{ij}^U + G^{UL} e^{-i\theta^L} \tilde{V}_{ij}^L}{1 + G^{UL}} \quad (3.53)$$

Phase : En plus de la phase atmosphérique, les variations instrumentales introduisent également une variation de la phase mesurée.

La méthode habituelle pour corriger ces effets est l'observation tout les τ_{cal} d'un quasar, ce qui permet de mesurer les variations de phases de périodes inférieures à $2.5 \tau_{cal}$. Il faut néanmoins être prudent sur ce point car la composante atmosphérique de période $2.5 \tau_{cal} < 1/\nu < 2.5\tau_{int}$ se retrouve repliée aux périodes inférieures $2.5\tau_{cal}$. L'interpolation des gains entre les mesures sur un calibrateur doit donc se faire avec précaution, et en particulier, il est important que la courbe obtenue ne passe pas par les points mesurés.

Amplitude : Les erreurs de pointage, ou de focalisation, vont également introduire des variations de l'amplitude mesurée (également de la phase pour les erreurs de focalisation). De plus, les variations des gains électroniques, etc. corrompent aussi la mesure de l'amplitude.

Ces effets sont corrigés de la même façon que pour la phase, par des mesures régulières sur des quasars. Enfin, l'échelle absolue d'amplitude est obtenue par la calibration de flux, en observant des sources de densité de flux connues, qui est la dernière étape effectuée lors de la calibration.

Bilan : La table 3.1.4 résume les opérations de calibrations en indiquant si elle ont lieu électroniquement, ou en observant une source, par antenne ou par ligne de base, et enfin en temps réel ou lors de la réduction des données.

3.1.5 Estimation du bruit

Dans l'approximation de signal faible ($T_a \ll T_{sys}$), le bruit de l'interféromètre sur la mesure de la partie réelle ou imaginaire s'écrit pour une ligne de base donnée d'après WROBEL & WALKER (1999) :

$$\delta V = \frac{2kT_{sys}}{\eta\eta_a A \sqrt{2\Delta\nu\tau_{int}}} = \frac{\mathcal{J}T_{sys}}{\eta\sqrt{2\tau_{int}\Delta\nu}} \quad (3.54)$$

où τ_{int} est le temps d'intégration (typiquement 1 minute), $\Delta\nu$ la largeur de bande équivalente pour le bruit (1.87 fois la séparation des canaux avec le corrélateur de l'interféromètre

Opération	Nom	Antenne	Base	Electronique	Ciel	Temps réel	Réduction
Freq. radio			x		x		x
Freq. inter.	IFPB		x	x		x	
Gain	GAIN	x	x		x	x	
Atmosphère	CALI	x			x	x	
Phase $\phi(t)$	CORR	x	x		x		x
Amplitude $G(t)$	CORR	x	x		x		x
Flux	FLUX	x			x		x

TAB. 3.1: Table récapitulative des opérations de calibrations et marqueurs associés aux scans dans les fichiers sous GILDAS pour l'interféromètre du Plateau de Bure. La calibration de la bande passante en phase et amplitude est faite en 2 temps : une partie avec une source interne sur chaque interne (IFPB), et le reste du gain calibré par l'observation d'une source forte (Fréquence radio).

du Plateau de Bure) et η le rendement de l'interféromètre. En conséquence, la sensibilité de l'interféromètre en terme de densité de flux s'écrit, (sensibilité à une source ponctuelle):

$$\delta S = \frac{\mathcal{J}T_{sys}}{\eta\sqrt{N(N-1)}\sqrt{\tau_{total}\Delta\nu}} \quad (3.55)$$

où N est le nombre d'antennes et τ_{total} le temps total d'intégration (pour une configuration et un transit de la source, typiquement 4 à 10 heures selon l'élévation de la source et en prenant en compte que 20% du temps est passé sur les calibrateurs). La sensibilité de l'interféromètre en terme de température de brillance s'obtient simplement à partir de la sensibilité en densité de flux δS par :

$$\delta T = \frac{2 \log 2 c^2}{\pi k} \frac{\delta S}{\nu^2 \theta_1 \theta_2} \quad (3.56)$$

où θ_1 et θ_2 sont le grand et le petit axe du lobe synthétique.

3.2 Détectabilité des disques protoplanétaires

A partir des expressions du chapitre précédent de la distribution de température de brillance en fonction du rayon, et de l'expression 3.56, il est possible de comparer les profils d'émissivité au profil de sensibilité de l'interféromètre du Plateau de Bure. Au dessous de la résolution angulaire utilisée, l'émission du disque souffre de la dilution dans le lobe, d'un facteur :

$$W = \frac{\Omega_s}{\Omega_s + \Omega_a} \quad (3.57)$$

où Ω_s est l'angle solide qui sous-tend la région d'émission et Ω_a l'angle solide du lobe interférométrique.

Comparaison température de brillance - sensibilité de l'interféromètre : Les calculs effectués au chapitre précédent, et les expressions 3.56 et 3.57 permettent d'étudier la détectabilité des disques protoplanétaires via les observations de certaines raies, ou du continuum.

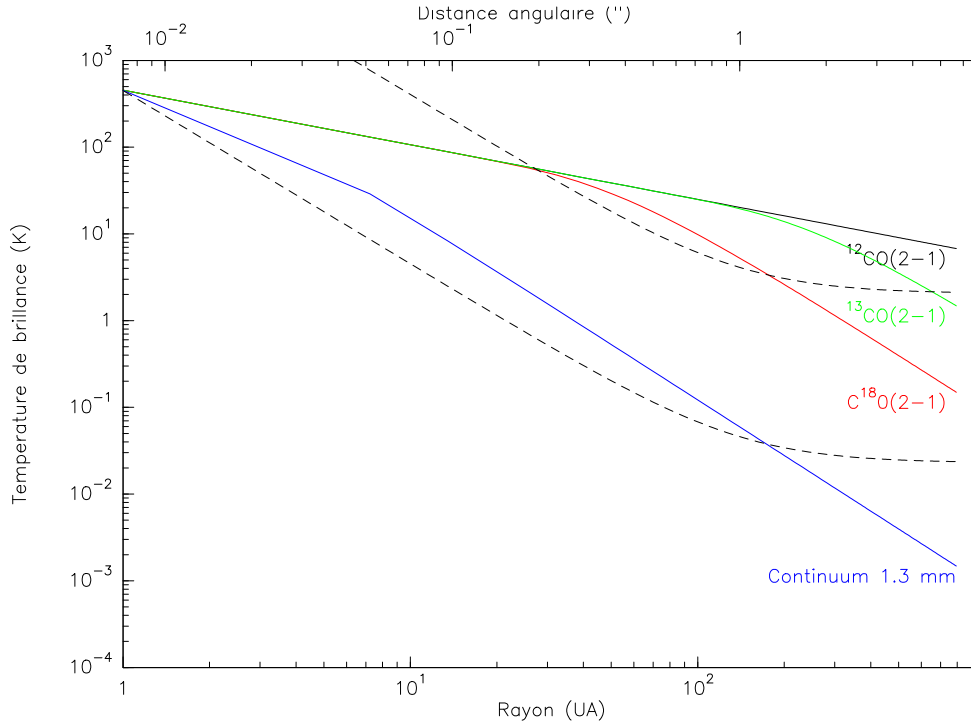


FIG. 3.8: *Température de brillance pour différentes raies : $^{12}\text{CO}(2-1)$ (noir), $^{13}\text{CO}(2-1)$ (vert), $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (rouge), et pour le continuum à 1.3 mm (bleu), et sensibilités (1σ) du PdBI à 230 GHz (courbes pointillées), calculées avec un temps d'intégration de 6 h, une résolution spatiale de $1''$, et une largeur de bande de 0.039 MHz pour la courbe supérieure (raies), et 600 MHz pour la courbe inférieure (continuum)*

Les figures 3.9 (respectivement 3.8) montrent la comparaison entre les températures de brillance calculées précédemment pour les transitions à 90 et 110 GHz (resp. 230 GHz) et la sensibilité de l'interféromètre du Plateau de Bure. J'ai repris les paramètres utilisés dans le chapitre précédent pour les calculs d'émissivité. En particulier, les rayons externes des molécules et de la poussière sont les mêmes (800 UA), et la distance est de 140 pc. Il apparaît que :

- Les rayons externes mesurés sont des rayons **apparents**, en particulier pour le continuum. En effet, l'émissivité (à part pour les isotopes de ^{12}CO) devient inférieure à la sensibilité de l'interféromètre pour un rayon inférieur au rayon externe physique.
- Les observations du continuum sondent des régions plus internes que les observations des raies, i.e. y sont sensibles, mais **sans les résoudre**. Ceci se retrouve sur les figures,

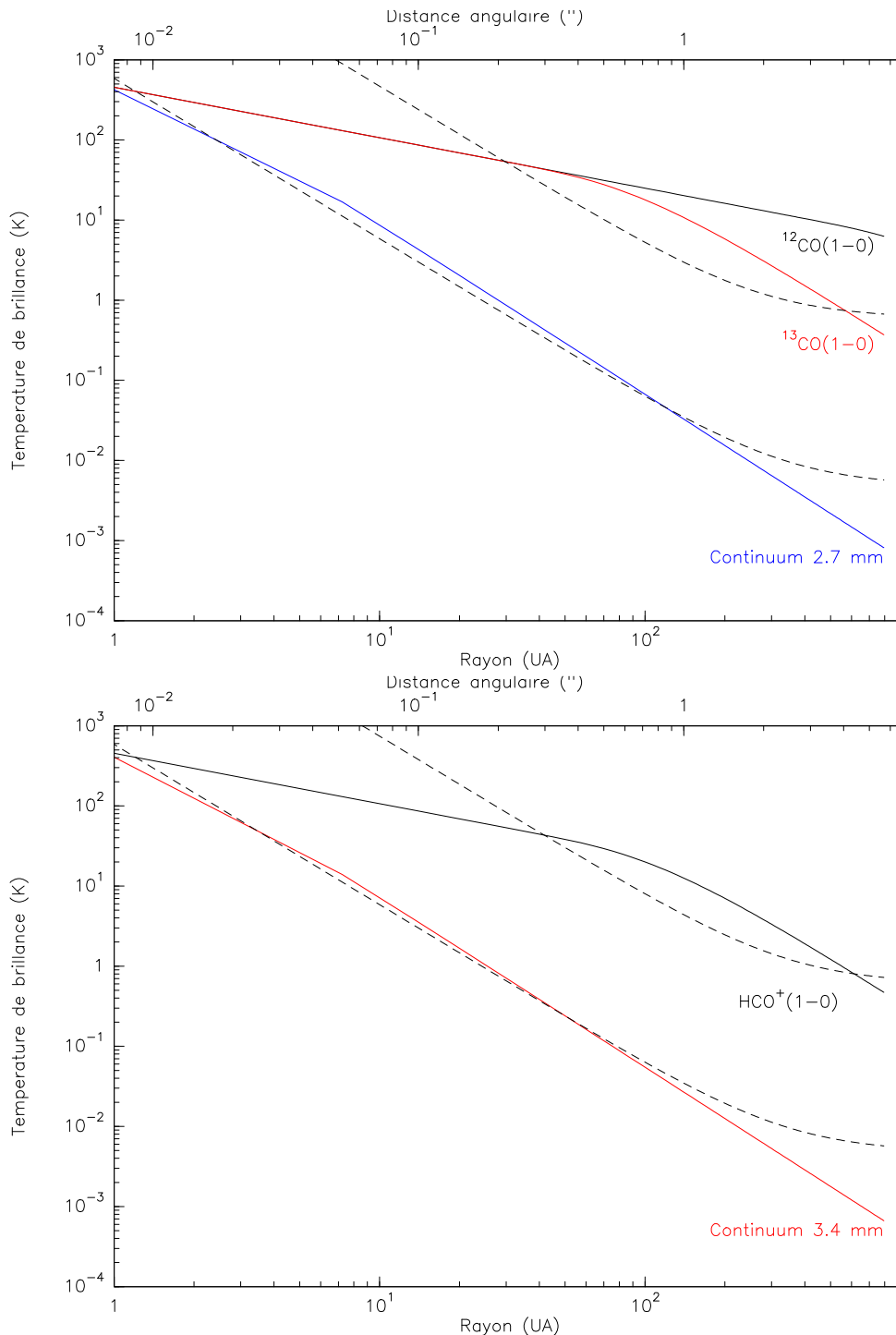


FIG. 3.9: **Haut** : Température de brillance pour différentes raies : $^{12}\text{CO}(1-0)$ (noir), $^{13}\text{CO}(1-0)$ (rouge), et pour le continuum à 2.7 mm (bleu), et sensibilités (1σ) du PdBI à 110 GHz (courbes pointillées), calculées avec un temps d'intégration de 6 h (12 h pour le continuum), une résolution spatiale de $2''$, et une largeur de bande de 0.039 MHz pour la courbe supérieure (raies), et 600 MHz pour la courbe inférieure (continuum). **Bas** : Température de brillance pour $\text{HCO}^+(1-0)$ et pour le continuum à 3.4 mm, et sensibilités (1σ) du PdBI à 90 GHz (courbes pointillées), calculées avec un temps d'intégration de 6 h (12 h pour le continuum), une résolution spatiale de $2.5''$, et une largeur de bande de 0.039 MHz pour la courbe supérieure (raie), et 600 MHz pour la courbe inférieure (continuum).

par le fait que l'émissivité du continuum est supérieure à la sensibilité de l'interféromètre jusque dans des régions plus internes que pour les raies.

- La détection du continuum est plus facile à 1.3 mm qu'à 3.4 mm, du point de vue de la sensibilité. En effet, l'émissivité du continuum à 1.3 mm est "plus" supérieure à la sensibilité de l'interféromètre que ne le sont les émissivités à 2.7 et 3.4 mm (qui sont déjà comparées à une sensibilité de l'interféromètre pour 12 heures d'observations, alors que ce temps est de 6 heure pour la courbe à 1.3 mm)¹
- La détection des raies optiquement épaisses ou marginalement optiquement minces est à la portée d'un interféromètre comme celui du Plateau de Bure, mais les raies beaucoup plus optiquement mince sont *a priori* difficiles à imager.

3.3 Limitations pour la problématique astrophysique

Rapport S/N: La limitation principale de l'analyse des observations des disques protoplanétaires est le rapport signal à bruit. Ce dernier conditionne directement les erreurs sur les paramètres obtenus *in fine*. Avec les interféromètres actuels, seules les sources les plus brillantes peuvent être analysées avec suffisamment de précisions. Sur ces sources, seules les raies les plus intenses peuvent être imagées avec un temps d'intégration raisonnable. Ceci apparaît clairement sur les figures 3.8 et 3.9

Résolution angulaire: La résolution angulaire est une limitation évidente pour les observations, puisqu'une résolution faible empêche non seulement de voir les parties centrales, mais également limite le nombre d'éléments de mesure indépendants sur le disque. Cependant il faut trouver un compromis entre résolution et sensibilité en terme de brillance, puisque d'après l'équation 3.56, la sensibilité en terme de température de brillance varie comme l'inverse du carré de la taille du lobe.

Couverture uv: Une bonne couverture du plan (u, v) est une condition nécessaire pour le processus d'imagerie. Dans le cas contraire, les artefacts liés à la reconstruction d'image peuvent être nombreux. La modélisation, bien que conduite dans le plan (u, v) sera pour les mêmes raisons d'autant meilleure que cette couverture est complète.

3.4 Observations

J'ai mené lors de ma thèse des observations avec l'interféromètre du Plateau de Bure opéré par l'IRAM (GUILLOTEAU *et al.* 1992). Le tableau 3.2 indique les projets IRAM correspondants aux observations qui concernent les sources DM Tau, LkCa15, MWC480, HD34282, et AB Aur.

1. Ceci a été calculé avec $\beta = 1$, et la situation serait différente si β était encore plus faible, mais cette valeur est assez représentative des disques protoplanétaires (DUTREY *et al.* 1996)

Raie	Fréquence	DM Tau	LkCa15	MWC480	HD 34282	AB Aur
$^{13}\text{CO}(1-0)$	110.201		L05B, N05A	L05B, N05A		L05B, N056
$\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$	109.782		L05B, N05A	L05B, N05A		L05B, N056
$^{13}\text{CO}(2-1)$	220.398		L05B, N05A	L05B, N05A		L05B, N056
$^{12}\text{CO}(2-1)$	230.538				J007	J043, K027
$\text{HCO}^+(1-0)$	89.188				J007	J043, K027
$\text{HCN}(1-0)$	88.631	L059	MA50	MA50		
$\text{CN}(2-1)$	226.800	L059	MA50	MA50		
$\text{C}_2\text{H}(1-0)$	87.360	M002				
$\text{CS}(5-4)$	244.935	M002				
$\text{H}_2\text{CO} (3_{13}-2_{21})$	211.211	L059				

TAB. 3.2: *Transitions observées et projets IRAM correspondants*

Certaines sources ont été observées seules, mais la plupart de ces observations ont été effectuées en “snapshot”, c’est-à-dire, qu’entre chaque observation de calibrateur, plusieurs sources sont observées à tour de rôle, ce qui permet d’avoir une bonne couverture (u, v) et une calibration homogène pour toutes les sources. Ce dernier point est important puisqu’il s’agit au final de comparer les sources entre elles. De plus, pour des observations qui ne sont pas limitées par le rapport signal à bruit, cette méthode permet des gains substantiels en terme d’efficacité des observations, puisque dans ce cas, c’est la couverture du plan (u, v) qui est le facteur limitant.

Les observations avec l’interféromètre du Plateau de Bure permettent d’utiliser les deux récepteurs (3mm : $81 < \nu < 115\text{GHz}$; 1.3mm : $205 < \nu < 250\text{GHz}$) simultanément. Les réglages des récepteurs permettent de placer une bande de fréquence intermédiaire de largeur 600 MHz n’importe où dans chacun de ces intervalles.

3.4.1 Calibrateurs de phase

L’idéal est d’avoir deux calibrateurs de phase situés symétriquement par rapport à la source d’intérêt astrophysique. Ceci permet de compenser d’éventuelles erreurs systématiques en élévation ou en azimuth (erreurs de détermination des lignes de base, de pointage).

Bien sûr, il est nécessaire d’employer des calibrateurs dont la densité de flux est suffisamment forte pour avoir un bon rapport signal-à-bruit en un temps raisonnable, mais pas trop éloigné de la source. Le choix final résulte donc d’un compromis entre ces différents impératifs. La figure 3.10 montre les calibrateurs de phase utilisés pour l’observation de DM Tau, AB Aur, LkCa 15, et MWC480. Pour l’observation de AB Aur, LkCa15 et MWC480 qui a été menée en “snapshot”, les calibrateurs 0415+379 et 0528+134 remplissent bien le critère précédemment énoncé. Dans le cas de DM Tau, les calibrateurs 0415+379 et 3C120 ont été utilisés.

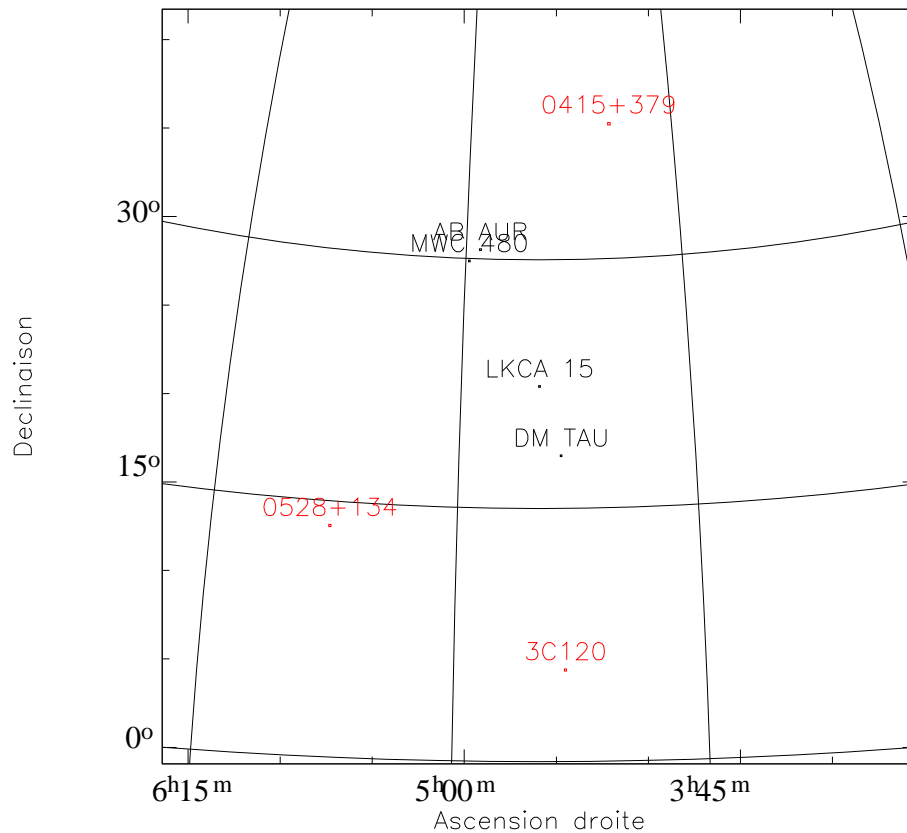


FIG. 3.10: Sources et calibrateurs de phase utilisés. Coordonnées J 2000.0

3.4.2 Calibration de flux

La calibration de flux est un élément fondamental de la réduction de données en interférométrie millimétrique, mais ce point n'est souvent malheureusement pas identifié comme tel.

Les objets brillants dans le domaine millimétrique sont essentiellement les quasars. Ces derniers ont cependant la fâcheuse propriété d'être variables, et leur suivi est incertain. Pour autant, la calibration de flux est une étape fondamentale à au moins deux titres :

- dans le cas d'une transition optiquement épaisse, la température cinétique déduite des observations est directement proportionnelle au flux mesuré.
- même si l'on n'est pas intéressé par la mesure de la température, les projets d'observations nécessitent fréquemment l'utilisation de plusieurs configurations. Si ces dernières ne sont pas correctement calibrées en flux l'une par rapport à l'autre, ces effets de calibration vont impliquer des biais sur la mesure de la taille de la source.

Pour remédier à ce dernier problème, les configurations les plus étendues doivent comprendre des lignes de bases réduites, afin de permettre un recouvrement avec les lignes de

Fréquence	LkCa15	MWC480	HD 34282	AB Aur
89 GHz	9	20.7	5	
110 GHz	18	34.7		11
220 GHz	143	232		85
226 GHz	149	271		
230 GHz		280	110	

TAB. 3.3: *Flux continuum pour les différentes sources. Les incertitudes sur ces mesures sont de l'ordre de 10%*

bases des configurations compactes. Malheureusement, le faible rapport signal à bruit des observations de disques protoplanétaires rend difficile la comparaison des flux mesurés sur ces seules lignes de bases communes.

En conséquence, il faut pouvoir établir une calibration de flux robuste pour construire une carte (souvent obtenue à partir d'observations qui s'étalent sur une année voire plus). De plus comme les analyses des différentes sources sont destinées à être comparées entre elles, cette calibration se doit d'être le plus homogène également entre les sources.

La conjonction de ces contraintes fait que la calibration de flux n'est pas une tâche aisée. J'ai choisi de calibrer toutes ces observations de manière interne. La référence de flux utilisée est dans ce cas le flux continuum de la source. Avec cette méthode, il est possible que la calibration absolue soit erronée, mais la calibration relative (entre configurations pour une source, et entre sources) est assurée. La référence utilisée est le continuum de MWC 480, car cette source est la plus forte et la plus compacte en continuum.

Dans le cas le plus favorable, cette calibration est de toutes manière au mieux correcte à 10%.

3.4.3 Bilan des observations

Les données obtenues lors des différents projets rappelés dans la table 3.2 ont été réduites selon le schéma évoqué ci-dessus. La calibration a été effectuée à l'aide du logiciel CLIC de GILDAS.

Les cartes ont, elles, été synthétisées grâce au logiciel MAPPING, lui aussi partie de GILDAS, en utilisant les poids naturels.

Je présente ici les flux continuum (table 3.3 et figure 3.11) pour les différentes sources. La table 3.4 indique les positions mesurées pour les différentes sources à partir d'ajustements dans le plan (u, v) . Les ajustements sont ceux des paramètres de modèles simples (source ponctuelle ou distribution de brillance gaussienne) sur les visibilités mesurées. Pour chacune des sources, les observations à plus faible longueur d'onde ont été utilisées afin d'avoir la meilleure précision. AB Aur n'est pas incluse ici, car de par la structure du continuum (voir chapitre suivant), un tel ajustement n'est pas très réaliste.

Source	Ascension droite	Déclinaison
DM Tau	04:33:48.733 \pm 0.001	18:10:09.886 \pm 0.018
LkCa 15	04:39:17.7899 \pm 0.0002	22:21:03.337 \pm 0.004
MWC 480	04:58:46.2639 \pm 0.0002	29:50:36.865 \pm 0.003
HD 34282	05:16:00.4906 \pm 0.0007	-09:48:35.445 \pm 0.015

TAB. 3.4: *Coordonnées J 2000.0 des sources obtenues à partir d’ajustements sur le continuum à 1.3 mm. Les barres d’erreur correspondent au résultat de l’ajustement et comprennent donc l’incertitude due au bruit thermique. Cependant, les fluctuations de phase corrompent également cette mesure de position. En conséquence une barre d’erreur plus conservatrice de 0.1” (1 dixième de lobe) doit être considérée.*

Pour chaque raie observée, les données se présentent finalement sous forme d’un cube, dont les trois axes sont les deux coordonnées angulaires (ascension droite et déclinaison) et une coordonnée spectrale (fréquence, que l’on peut transformer en vitesse en connaissant la fréquence au repos de la transition).

Je présente dans la figure 3.12 les cartes de brillance d’AB Aur pour les transitions $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$. Cette figure a été réalisée en sélectionnant certains canaux en vitesses des différentes raies. Les figures 3.13 et 3.14 montrent des montages analogues des transitions $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$ et $\text{HCN}(1-0)$ autour de MWC 480 et LkCa 15 respectivement. La figure 3.15 présente un montage des transitions $\text{C}_2\text{H}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$ et $\text{H}_2\text{CO}(3_{13}-2_{21})$ autour de DM Tau. L’espacement des contours et la taille du lobe pour chacune de ces observations sont indiqués dans la légende des figures.

Il ressort de l’examen de ces figures que pour chacun de ces disques, l’émission ressemble à celle de la figure 2.7 convoluée à la résolution des observations. On y retrouve en particulier le motif “en aile de papillon” caractéristique d’un disque en rotation. De plus les émissions des différentes transitions d’un même disque sont remarquablement similaires.

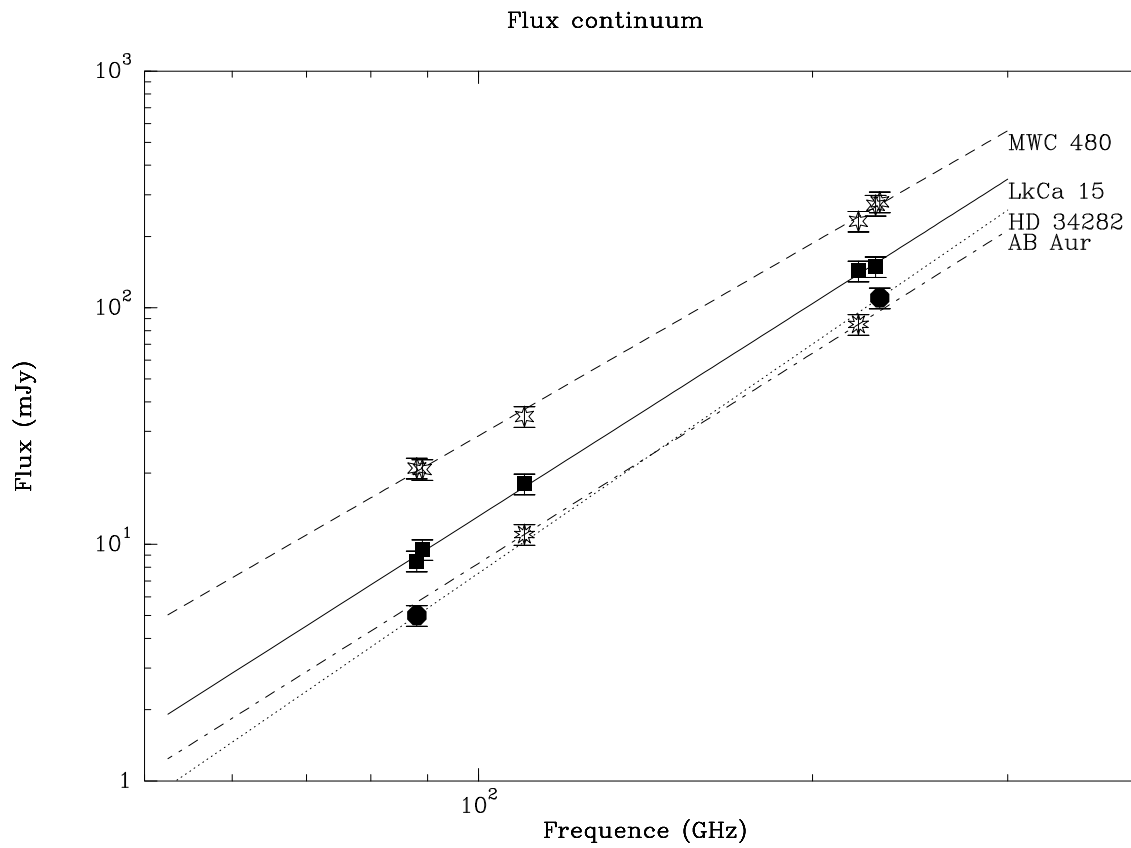


FIG. 3.11: Flux continuum des différentes sources et ajustements de leur variation spectrale : MWC480 (hexagones creux et tiretés), LkCa 15 (carrés pleins et traits pleins), HD 34282 (octogones pleins, pointillés) et AB Aur (décagones creux et tireté-pointillés)

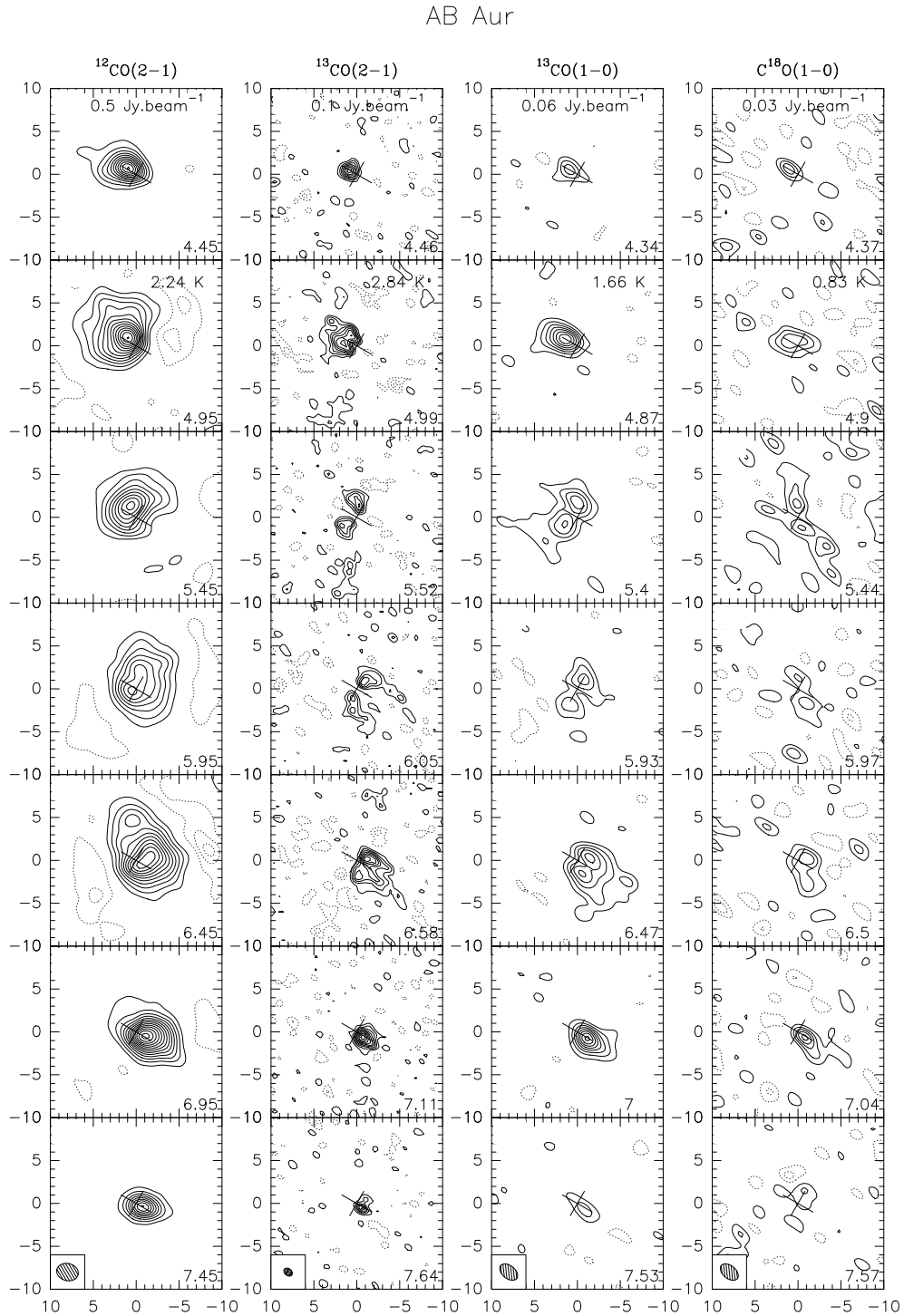


FIG. 3.12: Emission moléculaire autour de AB Aur à différentes vitesses (indiquées dans le coin inférieur droit de chaque canal). De gauche à droite : $^{12}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de $500 \text{ mJy.lobe}^{-1}$ (contours négatifs en pointillé) ou 2.24 K (5.6σ), lobe $2.56'' \times 2.01''$ angle de PA 76° , $^{13}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de $100 \text{ mJy.lobe}^{-1}$ ou 2.84 K (1.5σ), lobe $0.78'' \times 0.54''$ angle de PA 12° , $^{13}\text{CO}(1-0)$, contours espacés de 60 mJy.lobe^{-1} ou 1.66 K (3σ), lobe $2.41'' \times 1.51''$ angle de PA 51° , $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, contours espacés de 30 mJy.lobe^{-1} ou 0.83 K (1.5σ), lobe $2.42'' \times 1.51''$ angle de PA 51°

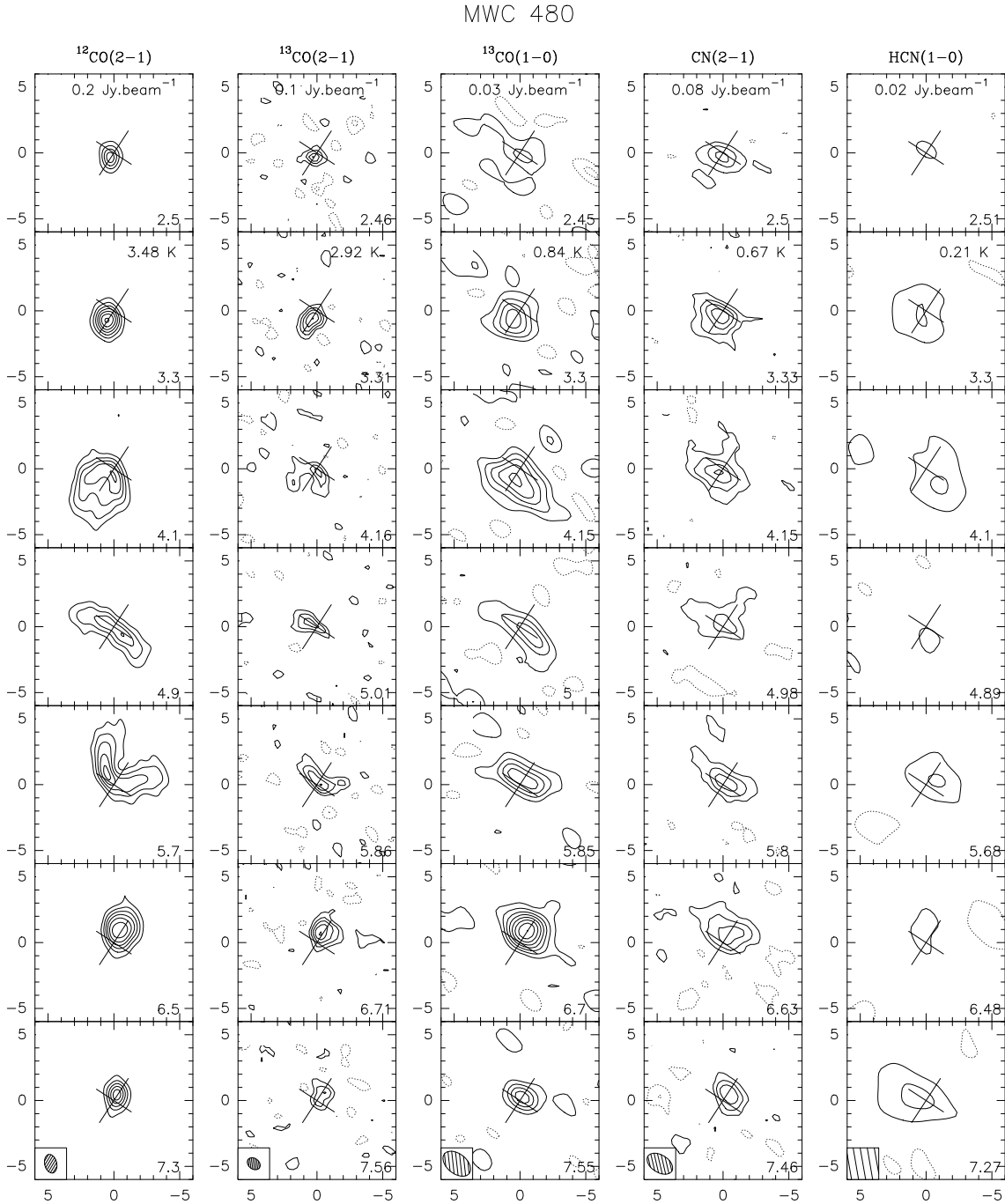


FIG. 3.13: Emission moléculaire autour de MWC 480 à différentes vitesses (indiquées dans le coin inférieur droit de chaque canal). De gauche à droite : $^{12}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de $200 \text{ mJy.lobe}^{-1}$ (contours négatifs en pointillé) ou 3.48 K (3.6σ), lobe $1.44'' \times 0.92''$ angle de PA -166° , $^{13}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de $100 \text{ mJy.lobe}^{-1}$ ou 2.92 K (1.4σ), lobe $1.08'' \times 0.8''$ angle de PA 53° , $^{13}\text{CO}(1-0)$, contours espacés de 30 mJy.lobe^{-1} ou 0.84 K (1.3σ), lobe $2.4'' \times 1.5''$ angle de PA 51° , $\text{CN}(2-1)$, contours espacés de 80 mJy.lobe^{-1} ou 0.67 K (2.1σ), lobe $2.14'' \times 1.33''$ angle de PA 58° , $\text{HCN}(1-0)$, contours espacés de 20 mJy.lobe^{-1} ou 0.21 K (2.2σ), lobe $4.48'' \times 3.32''$ angle de PA 55° .

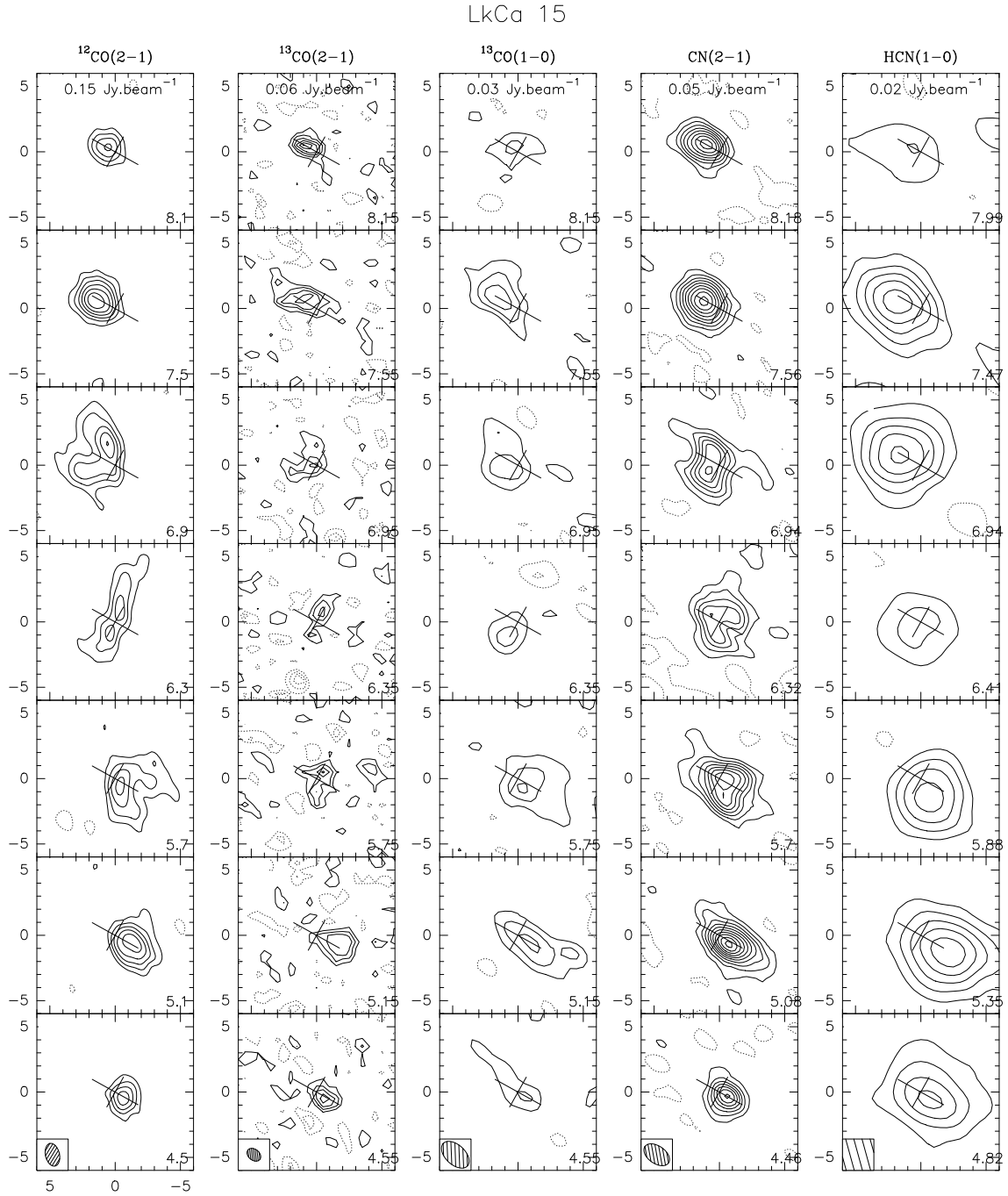


FIG. 3.14: Emission moléculaire autour de LkCa 15 à différentes vitesses (indiquées dans le coin inférieur droit de chaque canal). De gauche à droite : $^{12}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de $150 \text{ mJy.lobe}^{-1}$ (contours négatifs en pointillé) ou 1.81 K (2.6σ), lobe 1.77×1.08 angle de PA 13° , $^{13}\text{CO}(2-1)$, contours espacés de 60 mJy.lobe^{-1} ou 1.53 K (0.8σ), lobe 1.41×0.81 angle de PA 47° , $^{13}\text{CO}(1-0)$, contours espacés de 30 mJy.lobe^{-1} ou 0.79 K (2.6σ), lobe 2.54×1.51 angle de PA 47° , $\text{CN}(2-1)$, contours espacés de 50 mJy.lobe^{-1} ou 0.4 K (2.3σ), lobe 2.21×1.34 angle de PA 55° , $\text{HCN}(1-0)$, contours espacés de 20 mJy.lobe^{-1} ou 0.17 K (2.6σ), lobe 4.67×3.36 angle de PA 55° .

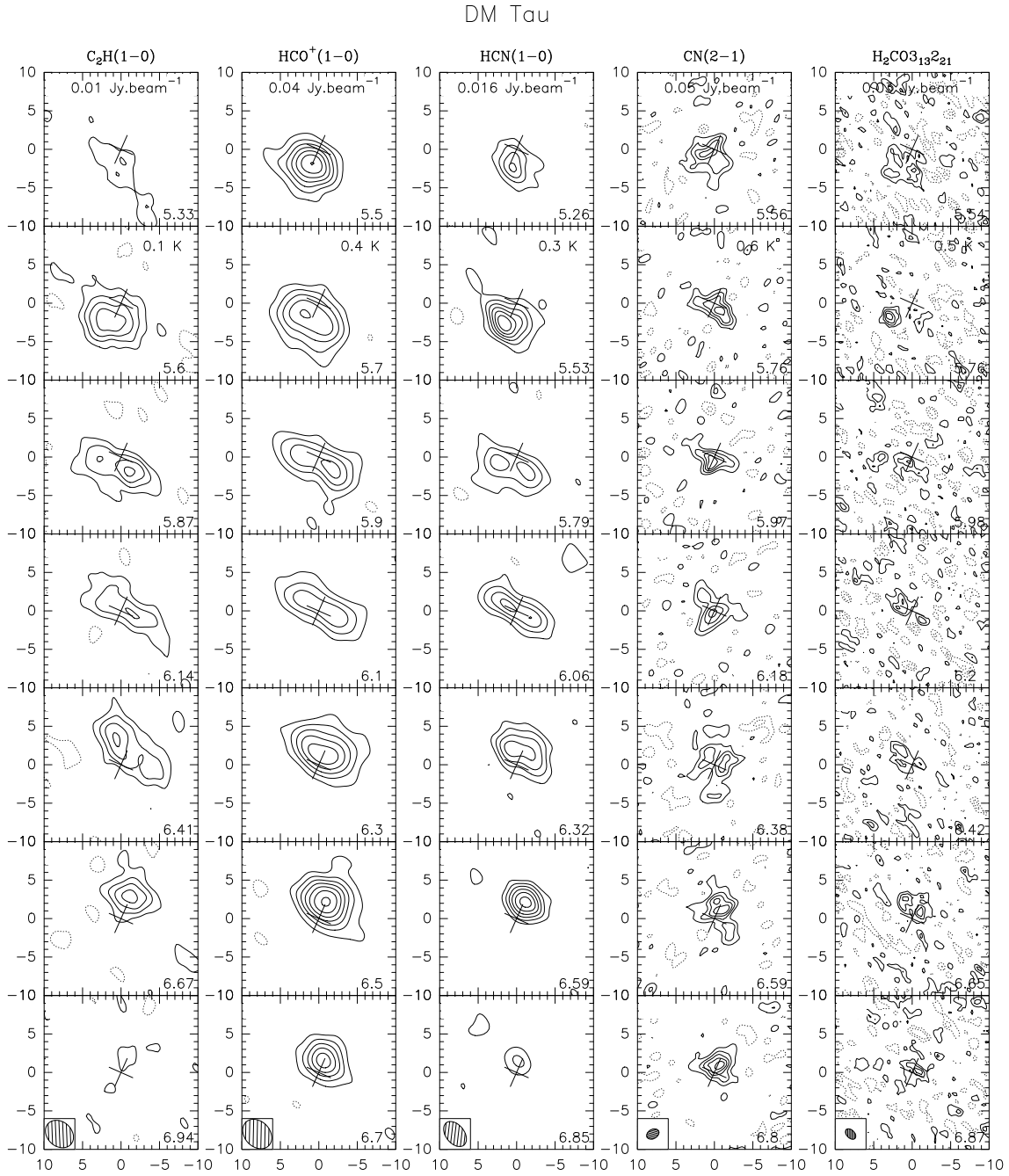


FIG. 3.15: *Emission moléculaire autour de DM Tau à différentes vitesses (indiquées dans le coin inférieur droit de chaque canal). De gauche à droite: $C_2H(1-0)$, contours espacés de 10 mJy.lobe^{-1} (contours négatifs en pointillé) ou 0.12 K (1.8σ), lobe $4'' \times 3.18''$ angle de PA 47° , $HCO^+(1-0)$, contours espacés de 40 mJy.lobe^{-1} ou 0.44 K (8σ), lobe $4.26'' \times 3.29''$ angle de PA 44° , $HCN(1-0)$, contours espacés de 16 mJy.lobe^{-1} ou 0.28 K (2σ), lobe $3.69'' \times 2.4''$ angle de PA 38° , $CN(2-1)$, contours espacés de 50 mJy.lobe^{-1} ou 0.57 K (1.5σ), lobe $1.73'' \times 1.21''$ angle de PA 120° , $H_2CO(3_{13}-2_{21})$, contours espacés de 30 mJy.lobe^{-1} ou 0.5 K (1σ), lobe $1.61'' \times 1.03''$ angle de PA 44° .*

Chapitre 4

Transfert de rayonnement

Sommaire

4.1	Formulation du problème	73
4.2	Modèle ETL	77
4.3	Transfert de rayonnement	77
4.4	Modèle de disque hors ETL	85
4.5	Méthodes de minimisation	88

J'ai présenté dans le chapitre précédent les observations millimétriques de différentes raies de rotation moléculaire pour plusieurs objets jeunes. Le problème qui nous intéresse est d'interpréter ces observations de spectro-imagerie. Comme montré dans la section 2.4.4, la structure complexe des observations, en particulier due à la cinématique rend difficile une analyse directe des cubes de données. Afin de déterminer précisément les conditions physiques et chimiques qui prévalent dans les disques protoplanétaires, il est donc nécessaire de comparer ces dernières à des modèles synthétiques.

Le cadre général du modèle développé dans ce chapitre est celui qui a été présenté au chapitre 2. Je présente dans ce chapitre dans un premier temps le formalisme du transfert de rayonnement, et sa solution dans le cas de l'équilibre thermodynamique local (ETL). C'est dans ce cadre qu'a été initialement développé le modèle de disque par (DUTREY *et al.* 1994). Comme l'hypothèse d'ETL peut ne pas être valable pour certaines raies, je développe ensuite le cadre permettant d'obtenir une solution approchée dans le cas général. Pour ce faire, je pose le problème à une dimension (en géométrie plan-parallèle), et deux méthodes de résolutions, l'une purement locale, et l'autre à une dimension. Je décris dans la section suivante de ce chapitre le modèle de disque hors ETL. Enfin, la dernière section sera consacrée aux méthodes de minimisations utilisées.

4.1 Formulation du problème

Intensité spécifique : Ainsi qu'énoncé au chapitre 2, la grandeur physique pertinente est l'intensité spécifique $I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t)$, car elle se conserve lors de sa propagation dans le vide (où \mathbf{r}

est la variable d'espace, le vecteur unitaire \mathbf{l} représente la direction de propagation, et t le temps). Elle représente le flux d'énergie par unité de temps, de fréquence et d'angle solide dans la direction \mathbf{l} . On définit également l'intensité spécifique moyenne $J_\nu(\mathbf{r}, t)$:

$$J_\nu(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu(\mathbf{r}, \mathbf{l}, t) d\mathbf{l} \quad (4.1)$$

Et l'intensité spécifique moyenne intégrée dans une raie $J(\mathbf{r}, t)$ (voir ci-après pour la définition du profil de raie ϕ):

$$J(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi(\nu) J_\nu(\mathbf{r}, t) d\nu \quad (4.2)$$

Équation de transfert : Cependant, en présence de matière, le champ de rayonnement peut être modifié. La matière peut en effet absorber ou émettre. Les grandeurs qui décrivent ces effets sont le coefficient d'absorption κ_ν et l'émissivité volumique ϵ_ν . En tenant compte de ces termes, l'équation qui régit l'intensité spécifique est la suivante (sur une ligne de visée donnée)

$$\frac{dI_\nu}{dl} = -\kappa_\nu I_\nu + \epsilon_\nu \quad (4.3)$$

que l'on réécrit plutôt sous la forme :

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (4.4)$$

où τ_ν et S_ν représentent respectivement l'épaisseur optique et la fonction source, définis par :

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu dl \quad (4.5)$$

$$S_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\kappa_\nu} \quad (4.6)$$

Cette dernière équation peut également s'exprimer sous forme intégrale :

$$I_\nu(l) = I_\nu(0) \exp \left[- \int_0^l \kappa_\nu(l') dl' \right] + \int_0^l \epsilon_\nu(l') \exp \left[- \int_l^{l'} \kappa_\nu(s) dl' \right] dl \quad (4.7)$$

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau') \exp[-(\tau_\nu - \tau'_\nu)] d\tau'_\nu \quad (4.8)$$

Cette solution formelle n'est cependant pas très utile tant que le coefficient d'absorption et l'émissivité ne sont pas connus.

Processus microscopiques : Pour une molécule dont les énergies électroniques, de vibration et de rotation, ainsi que les moments cinétiques sont quantifiés, seuls certains niveaux d'énergie sont accessibles (COHEN-TANNOUJDI *et al.* 1973; TOWNES & SCHAWLOW 1955).

Je m'intéresse ici à l'émission des disques dans les raies de rotation moléculaire, et ne tiendrai donc compte que de cette structure. J'indexe ces niveaux par énergie croissante E_i , chacun d'entre eux possédant une dégénérescence Zeeman g_i . J'appelle N_i la population totale dans le niveau i , et n_i la population par sous-niveaux Zeeman ($N_i = g_i n_i$).

Les 3 processus susceptibles de modifier les populations des niveaux intervenant au niveau microscopique sont :

- Émission spontanée: l'émission lors de la transition spontanée du niveau d'énergie E_u vers le niveau E_l d'un photon de fréquence ν , tel que $E_u - E_l = h\nu$; cette dernière se fait avec un taux $A_{ul}N_u$, où $A_{ul} = \frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3}|\mu_{ul}|^2$ et N_u représente la population du niveau supérieur. $|\mu_{ul}|$ représente l'élément de matrice dipolaire électrique correspondant à la transition entre les niveaux supérieur (u) et inférieur (l).
- Émission stimulée et absorption; sous l'effet d'un champ de rayonnement, les populations du niveau supérieur (ou inférieur) sont modifiées à un taux $(B_{ul}N_u - B_{lu}N_l)J$, où l'on a la relation $g_u B_{ul} = g_l B_{lu}$, et $B_{lu} = \frac{32\pi^4}{3h^2c}|\mu_{ul}|^2$.
- Collisions inélastiques; taux $C_{ul}N_u$. Les taux ascendants et descendants sont tels que: $g_l C_{lu} = g_u C_{ul} \exp(-\Delta E/kT)$, ce qui découle directement du principe du bilan détaillé, qui stipule que chaque processus physique microscopique possède un processus inverse, et que les taux pour chacun de ces processus sont tels que si seuls ces derniers étaient à l'oeuvre, la distribution serait celle de l'équilibre thermodynamique. Ces taux sont proportionnels à la densité de particules projectiles (ici H_2): $C_{ul} = \gamma_{ul} \times n_{H_2}$.

Profil de raie : Ces niveaux ont une largeur naturelle en fréquence $\Delta\nu$ due à la durée de vie finie des niveaux excités Δt , tel que $\Delta\nu \cdot \Delta t \sim h$ (d'après le principe d'incertitude de Heisenberg). Dans ce cas le profil est Lorentzien :

$$\phi(\nu) = \frac{K}{(\nu - \nu_{ul})^2 + \Delta\nu^2} \quad (4.9)$$

Dans les milieux froids et dilués qui nous intéressent (dans les régions externes des disques, la température cinétique vaut typiquement quelques dizaines de K, et la densité de l'ordre de 10^6 à 10^8 cm^{-3}), l'élargissement en fréquence de la raie provient de la distribution des vitesses microscopiques. La distribution maxwellienne des vitesses thermiques aboutit au profil de raie gaussien :

$$\phi(\nu) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}\delta\nu_{therm})} \exp\left(-\frac{(\nu - \nu_{ul})^2}{\delta\nu_{therm}^2}\right) \quad (4.10)$$

où $\delta\nu_{therm}$ est la largeur thermique. Dans le modèle paramétrique (DUTREY *et al.* 1994, voir chapitre 2), une largeur turbulente $\delta\nu_{turb}$ est ajoutée quadratiquement à la largeur thermique :

$$\delta\nu = \sqrt{\delta\nu_{therm}^2 + \delta\nu_{turb}^2} \quad (4.11)$$

Ces profils sont des profils normalisés, c'est-à-dire que $\int_0^\infty \phi(\nu)d\nu = 1$.

Coefficient d'absorption et émissivité : A partir des définitions de κ_ν et de ϵ_ν et des coefficients d'Einstein A_{lu} et B_{lu} , il est possible, en faisant un bilan d'énergie, de déterminer l'expression du coefficient d'absorption κ_ν :

$$\kappa_\nu = \frac{1}{4\pi}(n_l - n_u)g_u B_{ul}h\nu\phi_1(\nu) \quad (4.12)$$

où $\phi_1(\nu)$ est le profil en absorption, et du coefficient d'émissivité ϵ_ν :

$$\epsilon_\nu = \frac{1}{4\pi}n_u g_u A_{lu}h\nu\phi_2(\nu) \quad (4.13)$$

où $\phi_2(\nu)$ est le profil en émission. Si les profils $\phi_1(\nu)$ et $\phi_2(\nu)$ sont égaux, ces 2 équations permettent de calculer la fonction source S_ν :

$$S_\nu = \frac{A_{ul}}{B_{ul}} \frac{n_u}{n_l - n_u} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{n_u}{n_l - n_u} = \frac{2h\nu^3}{c^2} R_\nu \quad (4.14)$$

où $R_\nu = \frac{n_u}{n_l - n_u}$ est la fonction source réduite (nombre d'occupation des photons). On peut constater que sous l'hypothèse de redistribution complète en fréquence ($\phi_1 = \phi_2$), la fonction source est indépendante de la fréquence. Je me place par la suite dans ce cadre.

Équilibre statistique : Si l'on considère l'ensemble des niveaux, leur population par sous-niveaux n_i , de dégénérescence g_i ($N_i = n_i g_i$) sont régies par le système d'équations :

$$\frac{\partial g_i n_i}{\partial t} = \sum_{j>i} g_j n_j (A_{ji} + B_{ji} J_{ji} + C_{ji}) + \sum_{j<i} g_j n_j (B_{ji} J_{ji} + C_{ji}) \quad (4.15)$$

$$- g_i n_i \sum_{j>i} (B_{ij} J_{ji} + C_{ij}) - g_i n_i \sum_{j<i} (A_{ij} + B_{ij} J_{ji} + C_{ij}) \quad (4.16)$$

Les populations des niveaux dépendent donc des intensités spécifiques moyennes intégrées J_{ji} dans chacune des transitions. La condition d'équilibre statistique s'exprime par :

$$\frac{\partial g_i n_i}{\partial t} = 0 \quad (4.17)$$

Formulation complète : Le problème du transfert de rayonnement dans les raies traite donc de la résolution couplée du système d'équations de l'équilibre statistique et de l'équation de transfert de rayonnement. Un des problèmes principaux est que l'équation de transfert de rayonnement introduit un couplage global des différentes quantités via l'intensité spécifique moyenne, qui est une quantité globale. Nous verrons dans les prochaines sections trois approches pour résoudre ce problème, l'équilibre thermodynamique local, une approche purement locale et la dernière à une dimension.

4.2 Modèle ETL

Équilibre thermodynamique local (ETL) : Les populations n_i par sous-niveau de rotation d'énergie E_i des espèces considérées vérifient la loi de Boltzman, conséquence de l'équilibre thermodynamique local :

$$\frac{n_j}{n_i} = \exp \left[\frac{-(E_j - E_i)}{kT} \right] \quad (4.18)$$

où k est la constante de Boltzmann, et T la température cinétique. Ces populations ne dépendent pas des intensités spécifiques moyennes intégrées J_{ji} , et le couplage entre équilibre statistique et équation de transfert est levé. L'intensité spécifique émergente peut donc dans ce cas être calculée au moyen de l'équation 4.8. Ceci est effectué à l'aide d'un modèle numérique, où cette intégrale est évaluée sur une grille discrète (n_x, n_y, n_z) et ce pour n_v points en vitesse (correspondant à la résolution spectrale des observations dans le cas où le modèle est utilisé pour un ajustement à des données).

Cette hypothèse se justifie très bien pour les raies de CO $J=2-1$ et $J=1-0$ et de ses isotopes, puisque la densité volumique critique de thermalisation :

$$n_c = \frac{A_{ji}}{\sum_{k<j} \gamma_{jk}} \quad (4.19)$$

vaut dans le cas de ^{12}CO (2-1) $n_c \simeq 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (DUTREY *et al.* 1997, cf table 4.1), et que les densités typiques dans les disques sont de l'ordre de 10^6 cm^{-3} . Pour HCN (1-0), $n_c \simeq 210^5 \text{ cm}^{-3}$, et pour CN (2-1), $n_c \simeq 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Dans ces cas, l'hypothèse d'ETL peut ne pas être valide (la thermalisation n'ayant pas lieu exactement à la densité critique). Ceci a motivé le développement du modèle hors ETL qui est décrit dans la section suivante.

4.3 Transfert de rayonnement

Ainsi que je l'ai rappelé précédemment, l'hypothèse d'ETL n'est pas valide pour certaines raies. Dans ce cas, déterminer les populations des niveaux de rotation nécessite la résolution couplée de l'équation de transfert de rayonnement dans le disque et de l'équilibre statistique.

Transition	n_c (cm ⁻³)
¹² CO (2-1)	3 10 ³
¹³ CO (2-1)	3 10 ³
C ¹⁸ O (2-1)	3 10 ³
HCN (1-0)	2 10 ⁵
CN (2-1)	10 ⁶
HCO ⁺ (1-0)	6 10 ⁴
CS (5-4)	10 ⁶
H ₂ CO (3 ₁₃ -2 ₂₁)	5 10 ⁵

TAB. 4.1: Densités critiques de thermalisation pour différentes transitions. D'après DUTREY *et al.* (1997).

4.3.1 Approche locale : modèle des probabilités d'échappement

Hypothèse du modèle de probabilités d'échappement Les modèles de probabilité d'échappement ont été introduits par SOBOLEV (1957) pour décrire les cas d'enveloppes sphériques en expansion, puis généralisés pour d'autres systèmes physiques, avec gradient de vitesse ou non.

Dans le cas d'un fort gradient de vitesse (Large Velocity Gradient, ou LVG en anglais), l'idée de base est que la largeur locale finie de la raie est inférieure aux décalages Doppler dûs au gradient de vitesse dans le milieu. En conséquence, un photon émis en un point ne peut être absorbé que localement. La distance caractéristique d'interaction est appelée longueur de Sobolev :

$$l_s = \Delta v \left(\frac{dv}{dr} \right)^{-1} \quad (4.20)$$

Cette méthode a ensuite été généralisée à des milieux statiques homogènes isotropes en conservant son formalisme. Une manière d'envisager ceci réside dans le raisonnement suivant : dans une raie assez optiquement épaisse, un photon réémis sera réabsorbé sauf si il est émis dans les ailes de raies où $\tau_\nu = \phi(\nu) \times \tau_0 < 1$. Dans ce cas, il se propage librement et sort du milieu. D'après l'équation 4.8, dans une direction \mathbf{l} donnée, la probabilité d'échappement est simplement $\exp(-\tau_\nu)$. L'expression générale est l'intégrale sur tous les angles de ce facteur, et dépend donc de la géométrie.

Dans le cas d'une symétrie sphérique, la probabilité d'échappement s'écrit :

$$\beta(\tau) = \frac{1 - \exp(-\tau)}{\tau} \quad (4.21)$$

Pour une géométrie plan-parallèle, son expression est (DE JONG *et al.* 1980):

$$\beta(\tau) = \frac{1 - \exp(-3\tau)}{3\tau} \quad (4.22)$$

La figure 4.1 montre la dépendance de ces deux expressions en l'épaisseur optique τ . Comme noté par RYBICKI & HUMMER (1983), la probabilité d'échappement dans le cas sphérique est toujours supérieure à celle dans le cas plan-parallèle, puisque dans le cas plan-parallèle, il n'y a pas d'échappement possible dans la direction transverse, alors que l'échappement est également probable dans toutes les directions dans le cas sphérique.

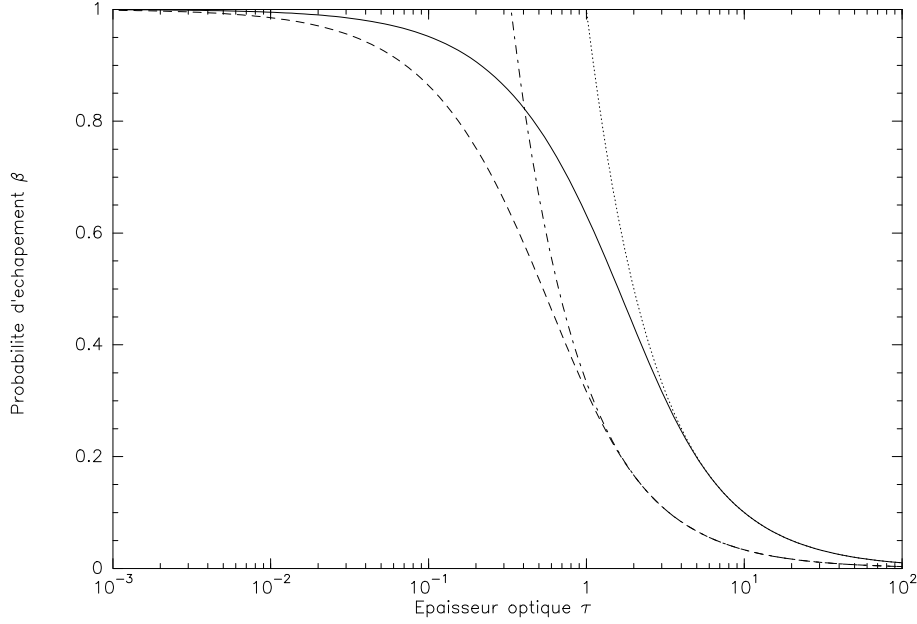


FIG. 4.1: Variation de la probabilité d'échappement en fonction de l'épaisseur optique pour les géométries sphérique (traits pleins) et plan-parallèle (tiretés), et limites asymptotiques correspondantes en $1/\tau$ (pointillés) et $1/3\tau$ (tireté-pointillé)

Reformulation de l'équilibre statistique : L'intérêt d'introduire cette notion de probabilité d'échappement est qu'elle permet de remplacer l'intensité spécifique moyenne par une expression ne dépendant que des conditions **locales**. La probabilité β ne dépend alors que de la géométrie du problème et de l'épaisseur optique du milieu considéré, et non de l'intensité du champ de rayonnement. Dans le cas d'une raie simple (sans recouvrements avec d'autres raies), l'intensité spécifique moyenne s'écrit donc :

$$J_\nu = S_\nu(1 - \beta) + \beta J_\nu^{ext} \quad (4.23)$$

où J_ν^{ext} est l'intensité spécifique moyenne externe à la fréquence ν du rayonnement incident. Le premier terme, égal au produit de la fonction source par la probabilité d'absorption d'un photon, représente la fraction de la fonction source piégée localement. Le second représente la fraction de rayonnement externe pénétrant au point considéré (la probabilité pour un photon émis en un point de sortir du milieu est égale à celle d'un photon extérieur de pénétrer en ce point si le champ de rayonnement externe est isotrope).

Le taux net de transition radiatif est donc :

$$g_u \beta_{ul} A_{ul} (n_u (1 + R_\nu) - n_l R_\nu) \quad (4.24)$$

où R_ν est l'intensité spécifique moyenne intégrée externe **réduite**. En l'absence de source particulière, cette dernière est généralement due au fond diffus cosmologique (corps noir à 2.73 K):

$$R_\nu = J_\nu^{ext} \frac{c^2}{2h\nu^3} \quad (4.25)$$

$$(4.26)$$

L'équilibre statistique s'écrit alors :

$$\frac{\partial g_i n_i}{\partial t} = \sum_{j>i} g_j n_j (\beta A_{ji} (1 + R_{ij}) + C_{ji}) + \sum_{j<i} g_j n_j (C_{ji} + \beta A_{ji} R_{ij}) \quad (4.27)$$

$$- g_i n_i \sum_{j>i} (C_{ij} + \beta A_{ji} R_{ij}) - g_i n_i \sum_{j<i} (\beta A_{ij} (1 + R_{ij}) + C_{ij}) \quad (4.28)$$

Dans le cas où les populations sont à l'équilibre, $\frac{\partial g_i n_i}{\partial t} = 0$, et le système à résoudre est du type :

$$\sum_j F_{ij}(n_j) = 0 \quad (4.29)$$

Ce système d'équations est non linéaire à cause de la dépendance de β dans les populations.

Résolution numérique : La résolution de ce problème peut se faire à l'aide de techniques numériques comme par exemple la méthode de Newton-Raphson (PRESS 2002), qui consiste à linéariser le système d'équations. Si l'on considère le développement en série de Taylor au point \mathbf{n} proche de la solution recherchée ($\mathbf{n} + \delta\mathbf{n}$ tel que $F_i(\mathbf{n} + \delta\mathbf{n}) = 0$):

$$F_i(\mathbf{n} + \delta\mathbf{n}) = F_i(\mathbf{n}) + \sum_{j=1}^n \frac{\partial F_i}{\partial n_j} \delta n_j + O(\delta\mathbf{n}^2) \quad (4.30)$$

$$= F_i(\mathbf{n}) + \sum_{j=1}^n J_{ij} \delta n_j + O(\delta\mathbf{n}^2) \quad (4.31)$$

où J_{ij} est la matrice des dérivées partielles (Jacobien, voir annexe A). Si l'on néglige les termes d'ordre 2 ($\delta\mathbf{n}^2$) ou supérieur, on a alors :

$$\mathbf{J} \cdot \delta\mathbf{n} = -\mathbf{F} \quad (4.32)$$

Ce système d'équations linéaires peut ensuite être résolu par une méthode numérique quelconque, ici par décomposition PLU (PRESS 2002) de la matrice, puis les corrections sont ajoutées à la solution initiale, et l'ensemble est itéré jusqu'à convergence. En fait pour accélérer la convergence, la solution après itération est :

$$\mathbf{n}_{i+1} = \mathbf{n}_i \left[1 + \tanh \left(\alpha \frac{\delta \mathbf{n}}{\mathbf{n}_i} \right) \right] \quad (4.33)$$

où α est un paramètre numérique (en pratique $\alpha = 10$).

L'algorithme complet consiste donc, à partir d'une solution initiale pour les populations (par exemple les populations à l'ETL) à itérer la résolution de l'équation 4.32 jusqu'à convergence. Cette dernière est considérée comme achevée quand les variations successives de populations sont inférieures à la précision souhaitée. La convergence de la méthode de Newton-Raphson étant quadratique, le nombre d'itérations requises pour converger est faible, typiquement de l'ordre d'une dizaine pour une variation relative des populations de 10^{-10} dans la plupart des cas. Le grand avantage de cette méthode est donc sa rapidité.

Recouvrement de raies : Si plusieurs transitions se recouvrent, alors l'expression de la probabilité d'échappement est modifiée. Sous l'hypothèse de recouvrement complet pour un groupe de transitions ($i = 1, n$) de poids relatifs x_i , l'opacité totale à la fréquence ν est la somme des contributions de chacune des raies :

$$\tau_i = x_i \tau \quad (4.34)$$

La probabilité de s'échapper dans la raie i est donc :

$$\beta_i = \beta(x_i \tau) \quad (4.35)$$

Et la probabilité pour un photon d'échapper du milieu est la somme des probabilités de s'échapper dans chacune des raies :

$$\beta = \sum_{i=1}^n \beta_i x_i \quad (4.36)$$

En conséquence, les termes en $\frac{\partial \beta}{\partial n_i}$ du Jacobien (voir annexe A) sont modifiés comme suit :

$$\frac{\partial \beta}{\partial n_i} = \sum_{i=1}^n x_i \frac{\partial \beta_i}{\partial \tau_i} \frac{\partial \tau_i}{\partial n_i} \quad (4.37)$$

$$\frac{\partial \beta}{\partial n_i} = \sum_{i=1}^n x_i^2 \frac{\partial \beta}{\partial n_i}(x_i \tau) \quad (4.38)$$

et le reste de la méthode est inchangé.

4.3.2 Modèle 1D

Transfert en géométrie plan-parallèle : Cette section décrit le principe du modèle 1D, d'après (LUCAS 1974).

Je considère ici le problème d'une couche d'épaisseur constante, et aux dimensions transverses infinies, dont la géométrie est donc celle de la figure 4.2. L'équation à résoudre est, dans le cadre de cette approximation :

$$\frac{\mu}{\kappa_\nu} \frac{d}{dz} I_\nu(z, \mu) = I_\nu(z, \mu) - S_\nu(z) \quad (4.39)$$

$$(4.40)$$

avec $\mu = \cos \theta$.

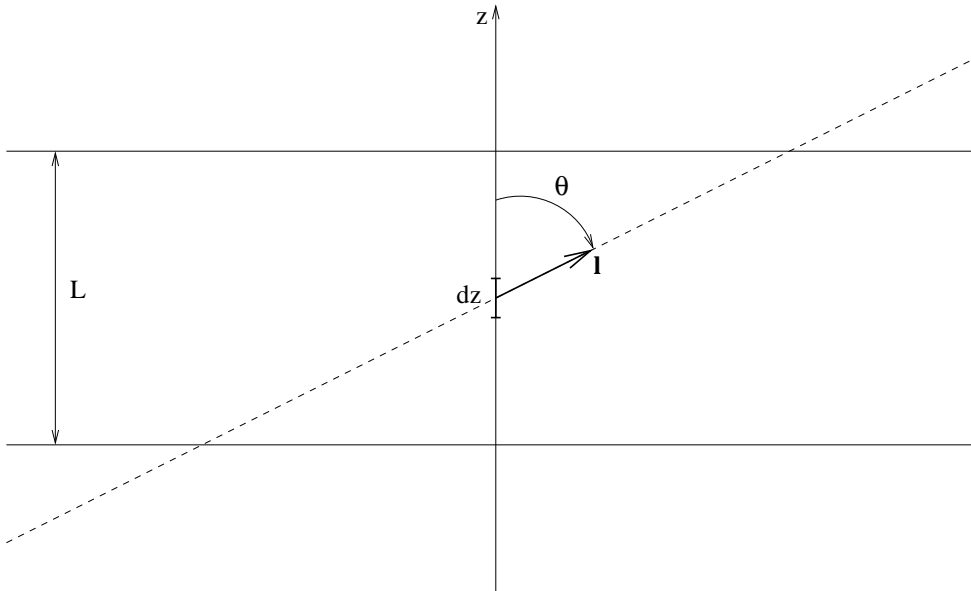


FIG. 4.2: Géométrie plan-parallèle. Coordonnée spatiale z dans une couche d'épaisseur L , de dimensions transverses infinies, et angle θ entre la normale à la couche et un rayon supporté par le vecteur unitaire \mathbf{l} .

La méthode de FEAUTRIER (1964) consiste à poser, pour $0 \leq \mu \leq 1$:

$$j_\nu(z, \mu) = \frac{1}{2} [I_\nu(z, \mu) + I_\nu(z, -\mu)] \quad (4.41)$$

j_ν est alors solution de l'équation du second ordre :

$$\frac{d^2 j_\nu(z, \mu)}{d\tau_{\nu\mu}^2} - j_\nu(z, \mu) + S_\nu(z) = 0 \quad (4.42)$$

$$\mathbf{n}(\mathbf{z}_l) = \overline{\mathbf{n}(\mathbf{z}_l)} + \delta\mathbf{n}(\mathbf{z}_l) \quad (4.47)$$

$$j_\nu(z_l, \mu) = \overline{j_\nu(z_l, \mu)} + \delta j_\nu(z_l, \mu) \quad (4.48)$$

$$J_k(z_l) = \overline{J_k(z_l)} + \delta J_k(z_l) \quad (4.49)$$

L'équilibre statistique se réécrit donc :

$$\sum_j (\overline{F_{ij}} + \delta F_{ij})(\overline{n_j} + \delta n_j) = 0 \quad (4.50)$$

Les solutions à l'ordre zéro vérifiant le système 4.46, on a, en ne gardant que les termes d'ordre un, la relation suivante:

$$\sum_j \overline{F_{ij}} \delta n_j = - \sum_j \delta F_{ij} \overline{n_j} \quad (4.51)$$

Les δF_{ij} étant des fonctions linéaires des δJ_k , il vient que :

$$\delta n_j = \sum_k R_{jk} \delta J_k \quad (4.52)$$

La matrice R_{jk} (constante) s'obtient par résolution (à l'ordre zéro) de :

$$\sum_j \overline{F_{ij}} R_{jk} = - \sum_j \frac{\overline{F_{ij}}}{\overline{J_k}} \overline{n_j} \quad (4.53)$$

On peut alors substituer les δn_j dans l'équation de transfert de la raie k considérée, qui ne dépend alors que de $\delta J_k(z_l)$ et des $\delta j_\nu(z_l, \mu)$. En différenciant l'équation de transfert 4.45, on obtient :

$$[T] \delta \mathbf{j}_\nu + [\delta T] \mathbf{j}_\nu = \delta \mathbf{S} \quad (4.54)$$

En remplaçant les δn_k dans $[\delta T]$ et $\delta \mathbf{S}$, on obtient:

$$[T] \delta \mathbf{j}_\nu + \sum_k [U] \delta \mathbf{J}_k = 0 \quad (4.55)$$

A partir de 4.43, on obtient la relation suivante :

$$\sum_\nu \phi_k(\nu) \sum_\mu \delta j_\nu(\mu) - \delta J_k = \overline{J_k} - \sum_\nu \phi_k(\nu) \sum_\mu \overline{j_\nu(\mu)} \quad (4.56)$$

où les sommes sur ν et μ représentent des sommations sur l'ensemble discret des fréquences et des angles utilisés dans la modélisation. On élimine ensuite les δj en multipliant chacune des équations 4.55 par $-\phi_\nu [T]^{-1}$ et en l'additionnant à 4.56, ce qui donne :

$$\sum_k \phi_\nu [T]^{-1} [U] \delta \mathbf{J}_k - \delta J_k = \sum_\nu \phi_k(\nu) \sum_\mu \overline{j_\nu(\mu)} - \overline{J}_k \quad (4.57)$$

Le problème se ramène donc à la résolution de $n_z \times n_t$ équations, où n_z est le nombre de points, et n_t le nombre de transitions. Pareillement à la méthode de la probabilité d'échappement, cette équation est résolue, ce qui donne les δJ_k , qui sont ajoutés à la solution précédente, et une nouvelle itération recommence, jusqu'à convergence.

Facteur d'Eddington : L'équation de transfert dépendant de la direction de propagation, il est normalement requis de la résoudre sur une discrétisation de ces derniers (ou de façon équivalente de μ). Une méthode alternative est de ne faire qu'une résolution moyenne, en considérant une pondération sur les angles. Dans le cas du problème plan-parallèle, l'épaisseur optique pondérée sur toutes les directions est :

$$\langle \tau \rangle = \sqrt{3} \tau_z \quad (4.58)$$

où τ_z est l'opacité dans la direction perpendiculaire à la couche.

4.4 Modèle de disque hors ETL

Avec la description du modèle paramétrique, et les éléments constitutifs de transfert radiatif, nous pouvons maintenant décrire le modèle de disque complet, et présenter certains de ses résultats.

4.4.1 Description

Hypothèse transfert vertical : L'hypothèse principale qui sera utilisée pour le transfert de rayonnement est que ce dernier se fait principalement verticalement. Cette hypothèse découle naturellement du fait que le disque est mince : le transfert se fait verticalement à h/r près. De plus, comme les disques sont peu évasés (avec un indice d'évasement de l'ordre de 1.1-1.2), la géométrie est peu différente d'une géométrie plan-parallèle.

Description du modèle : Les populations sont donc calculées tout d'abord à 2 dimensions (elle ne dépendent en effet pas des effets de projections), puis le profil émergent est calculé en 3 dimensions d'après l'équation 4.8 (de la même façon qu'à l'équilibre thermodynamique local). Les grilles à 2 et 3 dimensions ne se recouvrant *a priori* pas, il est nécessaire d'interpoler les grandeurs calculées sur la première grille sur la seconde. C'est le cas ici pour la fonction source et le coefficient d'absorption qui sont calculés une fois les populations connues par l'une ou l'autre méthode. Le schéma d'interpolation retenu est une interpolation bilinéaire.

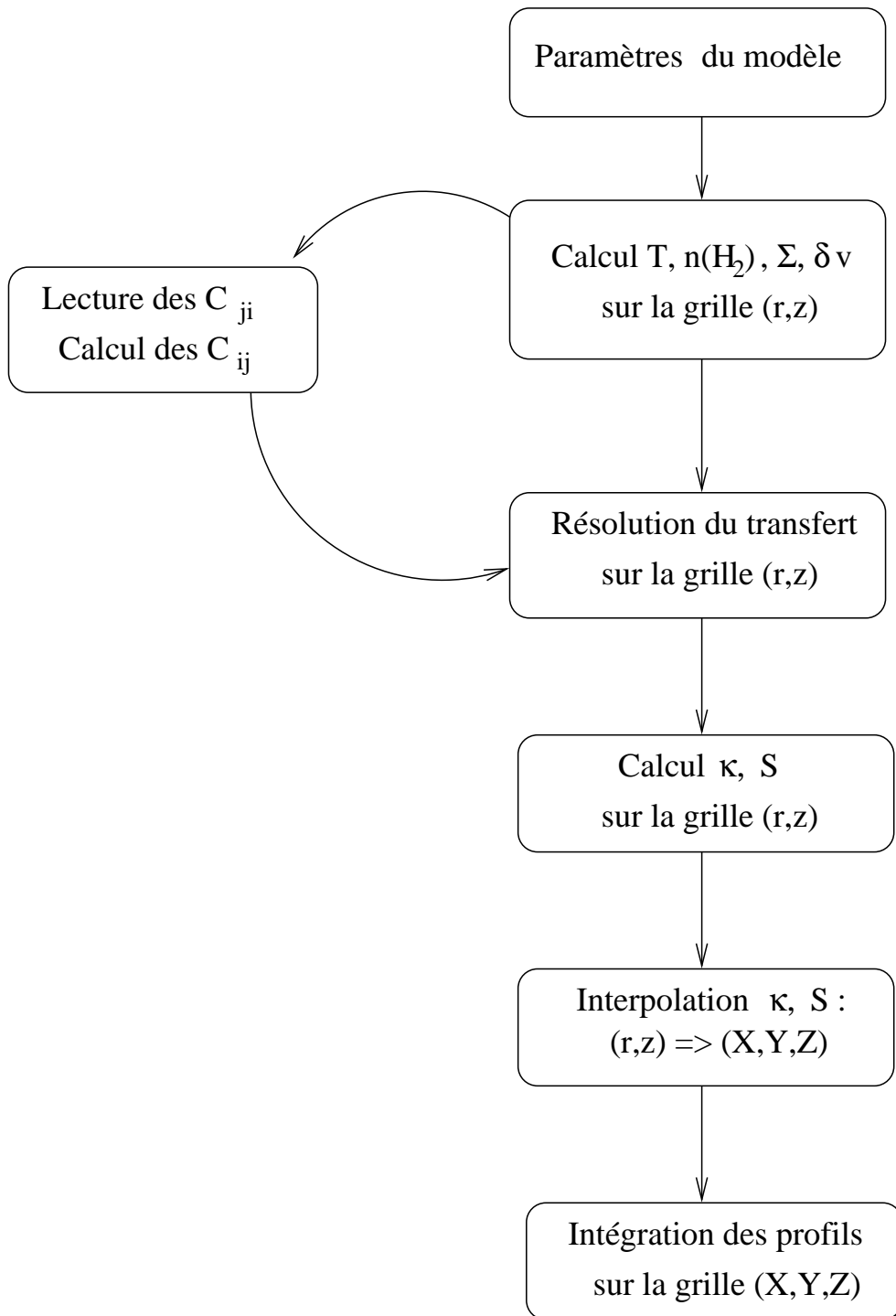


FIG. 4.3: Principe de résolution du transfert de rayonnement du modèle de disque protoplanétaire Diskfit: les paramètres d'entrée du modèle permettent de calculer les grandeurs physiques sur une grille (r, z) . Les coefficients de collision correspondants sont calculés. La résolution du transfert et de l'équilibre statistique se fait ensuite sur la grille (r, z) , ce qui permet de calculer les populations, dont la connaissance permet de calculer le coefficient d'absorption κ et la fonction source S sur cette même grille. Ces dernières quantités sont ensuite interpolées sur la grille (X, Y, Z) en prenant en compte la géométrie (angles i et PA , et distance d), puis de calculer la distribution d'intensité spécifique $I_\nu(RA, dec, v_{obs})$.

Modification du formalisme de la probabilité d'échappement : Avec cette hypothèse que le transfert est vertical dans le disque, le problème à deux dimensions se simplifie en un problème à une dimension. Le modèle 1D est donc déjà adapté à cette géométrie. Le modèle basé sur le formalisme de la probabilité d'échappement dans un milieu homogène doit, lui, être légèrement modifié pour prendre en compte le premier ordre de dyssymétrie (structure physique verticale).

Si l'on considère un point quelconque dans le disque, les photons peuvent s'échapper par les deux faces (supérieure et inférieure). La probabilité d'échappement est donc la moyenne de la probabilité de s'échapper par la face supérieure $\beta(\tau^+)$ et la probabilité de s'échapper par la face inférieure $\beta(\tau^-)$ (voir figure 4.4) :

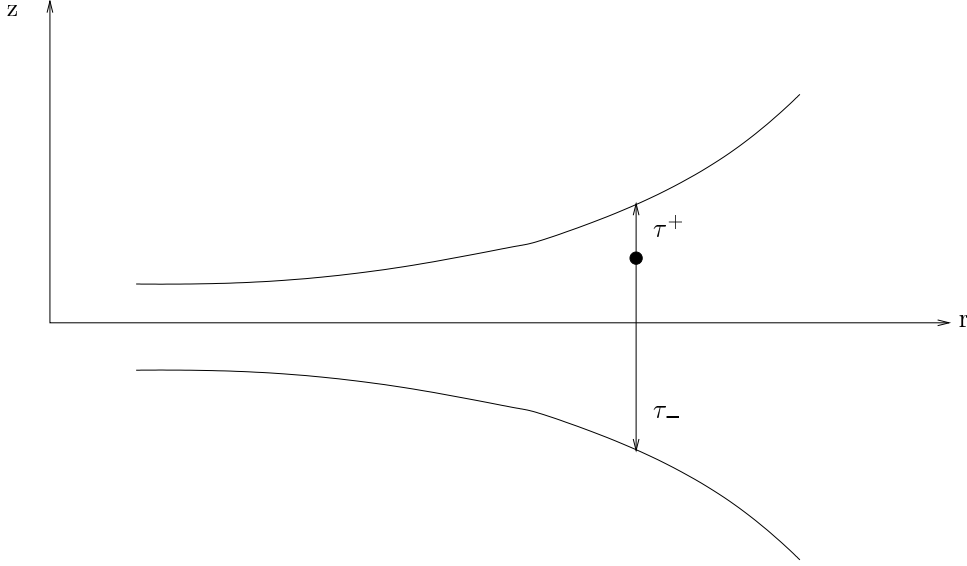


FIG. 4.4: Définition des épaisseurs optiques τ^+ et τ^- dans un disque protoplanétaire.

$$\beta = \frac{1}{2}[\beta(\tau^+) + \beta(\tau^-)] \quad (4.59)$$

En conséquence, le Jacobien est également modifié. Les termes qui diffèrent sont ceux qui proviennent des $\partial\beta/\partial n_i$, et sont modifiés comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial\beta}{\partial n_i} &= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial\beta(\tau^+)}{\partial n_i} + \frac{\partial\beta(\tau^-)}{\partial n_i} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[\frac{\partial\beta(\tau^+)}{\partial\tau^+} \frac{\partial\tau^+}{\partial n_i} + \frac{\partial\beta(\tau^-)}{\partial\tau^-} \frac{\partial\tau^-}{\partial n_i} \right] \end{aligned} \quad (4.60)$$

4.5 Méthodes de minimisation

4.5.1 Principe

Nous disposons ainsi d'un modèle qui sous les hypothèses précédemment énoncées nous permet de calculer la distribution de brillance d'un disque pour un jeu de paramètres donnés. *In fine*, les quantités qui nous intéressent sont les paramètres physiques qui permettent de représenter le mieux les données astrophysiques présentées au chapitre précédent.

A cause de la non-linéarité introduite par l'opération de déconvolution des cartes, il est préférable de comparer le modèle avec les données "brutes", c'est-à-dire les visibilités complexes. Pour pouvoir faire cette comparaison, on effectue la transformée de Fourier des cartes obtenues par le modèle. Puis cette transformée de Fourier est échantillonnée sur l'ensemble des fréquences spatiales effectivement observées, assurant ainsi que la fonction de transfert de l'interféromètre est bien prise en compte. Par contre, l'effet de la multiplication par le lobe primaire n'est **pas** prise en compte, mais étant donné la taille des sources, cet effet est usuellement négligeable.

Pour pouvoir comparer les données expérimentales (les observations) aux données simulées, il faut utiliser un critère de mérite qui caractérise l'écart entre ces dernières. Cet estimateur est simplement celui du χ^2 , qui est défini par :

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \sum_n \sum_i [Re(mod_{i,n}) - Re(obs_{i,n})]^2 \times W_i \\ &+ \sum_n \sum_i [Im(mod_{i,n}) - Im(obs_{i,n})]^2 \times W_i \end{aligned} \quad (4.61)$$

où $mod_{i,n}$ (respectivement $obs_{i,n}$) est la $i^{\text{ème}}$ visibilité modélisée (respectivement observée) pour le $n^{\text{ème}}$ canal en vitesse. L'élément de pondération W_i s'obtient à partir de l'estimation de l'erreur sur une mesure. Cette dernière est due au bruit thermique, qui s'estime à partir de la température système, de la résolution spectrale, et du temps d'intégration.

$$\begin{aligned} W_i &= \frac{1}{\sigma_i^2} \\ \sigma_i &= \frac{2kT_{sys}}{\eta A \sqrt{2\Delta\nu} \times t_{int}} \end{aligned} \quad (4.62)$$

4.5.2 Minimisation

Cette quantité est ensuite minimisée. Pour ce faire, différentes méthodes numériques existent (PRESS 2002). Deux méthodes sont implémentées dans le programme Diskfit.

Exploration et cartographie : Le χ^2 est calculé sur une grille de paramètres, et les surfaces de χ^2 permettent la détermination du minimum du χ^2 , ainsi que l'estimation de l'erreur sur les paramètres.

Cette méthode requiert un temps de calcul conséquent ; pour 12 paramètres prenant chacun 6 valeurs, on obtient $6^{12} \sim 10^9$ modèles à calculer. Même en réduisant le nombre de paramètres à minimiser, le temps de calcul reste prohibitif. En conséquence, la méthode que j'ai employée consiste à cartographier le χ^2 dans un sous-espace de paramètres (typiquement dans un sous-espace à 2 dimensions), trouver les paramètres correspondants au minimum de χ^2 , mettre à jour ces nouveaux paramètres, puis passer dans un nouveau sous-espace pour effectuer la même opération. Une fois la minimisation effectuée dans tous les sous-espaces, ce processus est itéré jusqu'à stabilité de la solution.

Le suivi de l'évolution du χ^2 tout au long de ces étapes permet de vérifier la convergence de la méthode. Si le χ^2 augmente lors d'une itération, c'est que la méthode diverge

Levenberg-Marquard L'autre solution implémentée dans le code est basée sur la méthode de Levenberg-Marquard (BEVINGTON & ROBINSON 2003), ce qui permet un gain substantiel en terme de nombre de modèles à calculer pour déterminer le minimum du χ^2 , et les erreurs sur les paramètres.

Chapitre 5

Analyse astrophysique

Sommaire

5.1	Etoile de Herbig	91
5.2	Structures physiques de LkCa15 et MWC480	113
5.3	Chimie des disques protoplanétaires	125
5.4	Comparaisons entre étoiles T Tauri et étoiles de Herbig HAe	129

5.1 Etoile de Herbig

La question concernant la similarité des processus entre étoiles de Herbig et étoiles T Tauri a longtemps été l'objet de débat. Le lecteur intéressé trouvera dans NATTA *et al.* (2000) une revue des arguments des partisans et des opposants à la présence d'un disque protoplanétaire autour des étoiles de Herbig.

Je présente ici l'analyse de l'émission autour des objets HD 34282 et AB Aur, deux étoiles de Herbig de type Ae.

5.1.1 HD34282

Présentation : HD 34282 est une étoile de Herbig de type spectral A0 (CANNON & MAYALL 1949). Elle a été retenue comme étoile intéressante à observer en interférométrie millimétrique car elle est relativement proche, étant située à une distance $d = 160_{-40}^{+60}$ pc (VAN DEN ANCKER *et al.* 1998). Elle présente de plus un fort excès infrarouge (SYLVESTER *et al.* 1996; MALFAIT *et al.* 1998). Enfin un spectre de la raie de ^{12}CO (2-1) obtenu avec le radiotélescope de l'IRAM présente une forme double piquée (voir figure 5.1), comme le spectre ^{12}CO (3-2) obtenu par GREAVES *et al.* (2000) avec le radio-télescope sub-millimétrique JCMT. Pour cet ensemble de raisons, HD 34282 apparaissait donc comme un candidat idéal pour l'analyse des propriétés physiques de son disque, et a été observée avec l'interféromètre du plateau de Bure (raie moléculaire ^{12}CO (2-1), et continuum à 1.3 et 3.4 mm).

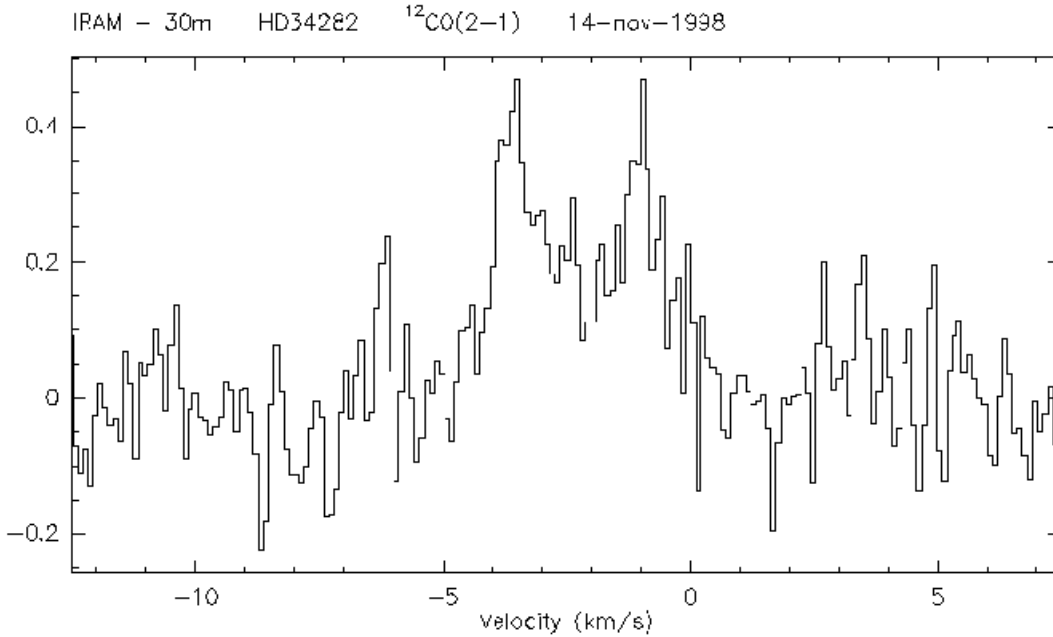


FIG. 5.1: Spectre de la raie moléculaire $^{12}\text{CO}(2-1)$ obtenu avec le radiotélescope de Pico Veleta opéré par l'IRAM

Analyse: Le principe de l'analyse telle que décrite dans l'article suivant utilise le modèle à l'ETL décrit dans le chapitre précédent. Je décris ici brièvement la démarche adoptée dans l'article.

La raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$, conformément à l'analyse préliminaire menée au chapitre 2, est optiquement épaisse et sonde donc la température cinétique. La raie modélisée est optiquement épaisse pour une densité volumique de H_2 à 100 UA supérieure à une valeur $n_0(\text{CO})^1$ (en supposant une abondance de CO standard, ici celle de TMC-1). L'analyse de la raie, et la minimisation des paramètres T_0 , q , δv_{turb} , PA , V_{lsr} , i , $v_0 \sin i$, v et R_{out} , permet de déterminer les paramètres géométriques et les lois de température et de vitesse.

Le continuum étant optiquement mince (voir l'article), l'émission est proportionnelle à $\Sigma \times T$. La modélisation du continuum permet donc de contraindre les paramètres $\Sigma_0 \times T_0$ et $p+q$. En supposant que les températures du gaz et de la poussière sont identiques, ceci permet d'estimer Σ_0 et p , et donc la masse M_d du disque. La connaissance de la densité de surface déduite de l'analyse de la poussière permet également de connaître la densité $n_0(\text{poussière})$. La comparaison de cette dernière avec la valeur $n_0(\text{CO})$ nous procure donc une valeur limite inférieure sur l'abondance X_{CO} de CO, ou, de façon équivalente une limite supérieure de la dépletion de CO par rapport à TMC-1.

1. Dans l'article, les quantités à 100 UA sont notées X_{100} , et non X_0 , comme dans le chapitre 2

Distance : Les paramètres physiques déduits de l’analyse des disques dépendent de la distance utilisée pour cette modélisation (cf table 5.1), et les seules observations millimétriques ne permettent pas de contraindre cette distance, pour laquelle il faut donc supposer une valeur.

Paramètre	T_0	R_{out}	M
Dépendance	$\propto D^q$	$\propto D$	$\propto D$

TAB. 5.1: *Variation des paramètres déduit de la modélisation avec la distance*

Néanmoins en utilisant le fait que la masse dynamique M_* déduite de la mesure de la vitesse orbitale dépend linéairement de la distance, alors que la luminosité de l’étoile L_* est proportionnelle au carré de la distance, il est possible d’apporter des contraintes à l’aide de modèles d’évolution stellaire (SIESS *et al.* 2000, par exemple). Un diagramme de Hertzsprung-Russel où l’ordonnée est la quantité L_*/M_*^2 et l’abscisse la température effective de l’étoile est donc **indépendant de la distance** supposée pour calculer M_* et L_* .

Cette propriété peut être utilisée pour calibrer les modèles d’évolutions stellaires si les distances sont connues (SIMON *et al.* 2000). Dans le cas de HD 34282, la question de la distance se posait étant donnée sa position dans un diagramme HR “classique” (cf figure 5.2). VAN DEN ANCKER *et al.* (1998) notaient déjà la localisation problématique de HD 34282, et avançaient une possible erreur de détermination du type spectral, où des données photométriques ne correspondant pas au maximum de luminosité de l’étoile. Le type spectral A0 a été depuis confirmé par GRAY & CORBALLY (1998) qui trouvent un type spectral A0.5.

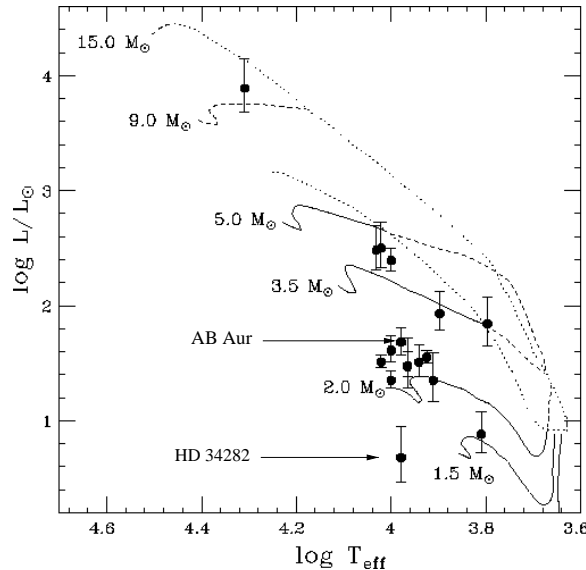


FIG. 5.2: *Variation des paramètres avec la distance*

La modélisation menée en supposant une distance de 160 pc indique une masse dynamique $M_{160} = 0.87 \pm 0.17 M_\odot$, ce qui suggère également un éventuel problème de distance. L’analyse

dans un diagramme indépendant de la distance indique que la masse de HD 34282 est $M_* = 2.1_{-0.2}^{+0.4} M_\odot$. En conséquence, nous proposons dans cet article une distance révisée $d = 160 \times (M_*/M_{160}) = 400_{-100}^{+170}$ pc. Étant donnée cette nouvelle distance, la position et la vitesse systémique de HD 34282 semble pointer vers une association avec Orion A (GREEN & PADMAN 1993). Une minimisation conduite pour une distance $d = 400$ pc indique que le disque est relativement massif ($M_d = 0.11_{-0.05}^{+0.09} M_\odot$) et en rotation Képlérienne.

Article Je présente ici pour plus de détails concernant l'analyse de HD 34282, l'article suivant paru dans la revue *Astronomy & Astrophysics* (PIÉTU *et al.* 2003).

A Keplerian disk around the Herbig Ae star HD 34282

V. Piétu, A. Dutrey, and C. Kahane

Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, BP 53, 38041 Grenoble Cedex 9, France
e-mail: Vincent.Pietu@obs.ujf-grenoble.fr

Received 9 July 2002 / Accepted 18 September 2002

Abstract. We report new millimeter observations of the circumstellar material surrounding the Herbig Ae A0.5 star HD 34282 performed with the IRAM array in CO $J = 2 \rightarrow 1$ and in continuum at 1.3 mm. These observations have revealed the existence of a large Keplerian disk around the star. We have analysed simultaneously the line and continuum emissions to derive the physical properties of both the gas and the dust. The analysis of our observations also shows that the Hipparcos distance to the star is somewhat underestimated; the actual distance is probably about 400 pc. With this distance the disk around HD 34282 appears more massive and somewhat hotter than the observed disks around less massive T Tauri stars, but shares the general behaviour of passive disks.

Key words. stars: individual: HD 34282 – stars: planetary systems: protoplanetary disks – stars: pre-main sequence – stars: distances – radio-lines: stars – radio continuum: stars

1. Introduction

Interferometric CO line observations of T Tauri stars in the Taurus-Auriga cloud clearly demonstrate that many low-mass Pre-Main-Sequence (PMS) stars are surrounded by large ($R_{\text{out}} \sim 200\text{--}800$ AU) Keplerian disks (Koerner et al. 1993; Dutrey et al. 1994). There is little comparable evidence for such disks around intermediate-mass PMS objects, the Herbig Ae stars. One example of a molecular disk around an A-type star is MWC480 (spectral type A4) which possesses a large CO disk (Mannings et al. 1997). Near-infrared observations reveal that Herbig Ae stars can be surrounded by large reflection nebulae as in the case of AB Auriga (Grady et al. 1999), while ISO data provide very strong evidence for disk geometries (e.g. AB Aur and HD 163296 (Bouwman et al. 2000)). However, to date, there is little known about the molecular content and dynamics of these systems.

In this context, the A0 star HD 34282 ($\alpha = 05:16:00.47$, $\delta = -09:48:35.3$, J2000.0) appears a very interesting object because i) the star has a strong IR excess (Sylvester et al. 1996; Malfait et al. 1998), ii) it is a nearby star, according to Hipparcos measurements $D = 160_{-40}^{+60}$ pc, (van den Ancker et al. 1998) and iii) single-dish observations performed with the IRAM 30 m telescope (in November 1998) revealed a CO $J = 2 \rightarrow 1$ double peak profile, strongly suggestive of a rotating disk, also observed by Greaves et al. (2000) in the CO $J = 3 \rightarrow 2$ JCMT spectrum. Moreover, Malfait et al. (1998) reported optical variability of the order of 2.5 mag in

the V band, which suggests that HD 34282 might be an UX Orionis-type star.

Interferometric observations of CO rotational lines remain the best tool to search for large cold Keplerian disks similar to those found around T Tauri stars, while millimeter continuum emission provides complementary information on the dust. We used the IRAM interferometer (PdBI)¹ to map the circumstellar material around HD 34282 simultaneously in $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ at 1.3 mm and in continuum at 3.4 and 1. mm.

2. Observational data

The CO $J = 2 \rightarrow 1$ and the continuum emissions from HD 34282 were mapped with the PdBI, using three configurations: 4D1, in August 1999, 4B1 and 4C2+N09 in October 1999. Due to the low elevation of the source, the resulting beam is strongly elliptical ($2.31'' \times 1.42''$ at PA = 20°). The spectral resolution was 0.10 km s^{-1} per channel at the CO line frequency. We used full correlator power to look simultaneously for dust continuum emission at 1.3 and 3.4 mm. Data were reduced using the GILDAS package at IRAM Grenoble. At 1.3 mm, the seeing was about $0.3''$. Dirty maps were deconvolved using the classical CLEAN algorithm. The integrated flux derived from the CO $J = 2 \rightarrow 1$ spectrum observed at the IRAM 30 m telescope (Pico Veleta, Spain) in November 1998 is $4.8 \pm 0.4 \text{ Jy km s}^{-1}$, while the interferometric map leads to an integrated flux of $4.2 \pm 0.1 \text{ Jy km s}^{-1}$. As the two fluxes are in good agreement, we are confident in the interferometric flux

¹ Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain)

Send offprint requests to: V. Piétu,
e-mail: Vincent.Pietu@obs.ujf-grenoble.fr

calibration, and we conclude that our interferometric observations do not miss much flux.

3. Data analysis

3.1. Millimeter SED

Following Beckwith et al. (1990), we write the dust absorption coefficient as $\kappa_d(\nu) = 0.1(\nu/10^{12} \text{ Hz})^\beta \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$. As the spectral index derived from the fluxes reported in Table 1 is ($\alpha = 3.15 \pm 0.20$), we conclude that thermal dust emission from the circumstellar material around HD 34282 is optically thin at millimeter wavelengths. The corresponding dust opacity spectral index, $\beta = 1.15 \pm 0.20$, is significantly smaller than the spectral index of 2 (Beckwith et al. 1990) measured in the interstellar medium. The same behaviour is observed in T Tauri's disks (Dutrey et al. 1996). This similarly suggests that grain growth is occurring in the disk.

Table 1. Continuum fluxes of HD 34282.

λ (mm)	F_λ (mJy)	References
1.1	183 ± 17	(Sylvester et al. 1996)
1.3	110 ± 10	This work ^a
2.6	123.8 ± 3.0	(Mannings & Sargent 2000)
3.4	125.0 ± 0.3	This work

^a We fitted an apparent size of $1.74 \pm 0.07'' \times 0.89 \pm 0.06''$ at 1.3 mm. The disk is unresolved at 3.4 mm.

3.2. Dust and CO PdBI data modeling

We present in this section an improvement of the method described in Guilloteau & Dutrey (1998). It is based on a χ^2 minimization in the uv plane of a standard disk model, as we describe below. In the improved method, we combine the $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ line and the 1.3 mm continuum analysis in an iterative way. Assuming the $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ line is optically thick, and the continuum at 1.3 mm is mainly optically thin (see previous section), the method described below enables us to derive both temperature and density distributions with some ‘‘classical’’ assumptions: the dust and the gas have the same temperature, the gas to dust ratio is 100, the dust opacity at 10^{12} Hz is $0.1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ and its spectral index β is the one derived above.

The disk is assumed to be in local hydrostatic equilibrium, and the physical conditions in the disk are assumed to follow local thermodynamic equilibrium. The physical parameters are described as power laws with the following radial dependences: $n(r) = n_{100} \times (r/100 \text{ AU})^{-s}$ for H_2 density, $T(r) = T_{100} \times (r/100 \text{ AU})^{-q}$ for kinetic temperature and $v(r) = v_{100} \times (r/100 \text{ AU})^{-p}$ for rotation velocity. The surface density, $\Sigma(r) = \Sigma_{100} \times (r/100 \text{ AU})^{-p}$, can be deduced from the scale height $H(r) = H_{100} \times (r/100 \text{ AU})^{+h}$ and the density law $n(r)$ via $n(r) = \Sigma(r) / \sqrt{\pi} H(r)$.

For optically thick $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ emission, we cannot measure the density distribution, but we are able to constrain the disk geometry (the outer radius R_{out} and inclination i), the temperature profile and the turbulent velocity Δv in the disk. Assuming a distance D , we first perform χ^2 minimizations in the 2-dimensional parameter spaces (PA, V_{lsr}), (V_{100} , v), ($V_{100} \sin i$, i), (T_{100} , q) and (Δv , R_{out}) and then in the 5-dimensional and 4-dimensional spaces (T_{100} , q , R_{out} , i and $V_{100} \sin i$) and (T_{100} , q , R_{out} , Δv), which correspond to the more coupled parameters. The most important results of the minimizations are presented in Fig. 1. They will be discussed in next section.

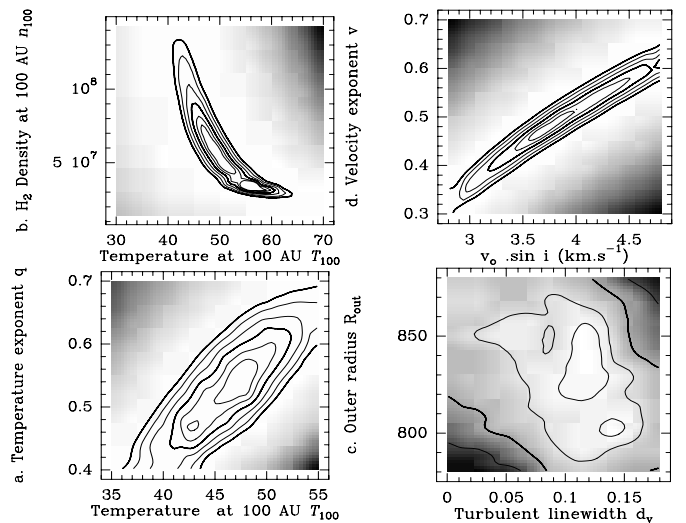


Fig. 1. Examples of the CO iso- χ^2 surfaces. The contours run from 1 to 6 σ . **Top panels:** (T_{100}, n_{100}) and ($V_{100} \sin i, v$) are coming from the 2×2 minimization. **Bottom panels:** (T_{100}, q) and ($\Delta v, R_{\text{out}}$) are from the final 4×4 minimization assuming the rotation pattern is Keplerian ($v = 0.5$) and the density $n_{100}(\text{dust})$ (see text).

A χ^2 minimization performed on the parameters (n_{100} , T_{100}) shows that the line is optically thick; above a threshold called $n_{100}(\text{CO})$ in the following, the temperature becomes almost independent of the density. According to Fig. 1b, $n_{100}(\text{CO})$ is close to the minimum of the χ^2 map ($n_{100}(\text{CO})$, $T_{100}(\text{CO})$) (note that this H_2 density assumes a standard CO abundance $X(\text{CO}) = X_{\text{TMC1}}^{12} = 7 \times 10^{-5}$).

As the disk dust thermal emission is at least marginally resolved, we may obtain an *independent estimate of the surface density* (and the density, since the geometry is constrained) from the optically thin continuum map at 1.3 mm. Optically thin dust emissivity is $\propto T_{100} \times \Sigma_{100} \times r^{-(p+q)}$. Following the DM Tau disk analysis by Dartois et al. (in prep.) we have performed a minimization on the parameters ($p + q$, $\Sigma_{100} \times T_{100}$, $p - q$, Σ_{100}/T_{100}). The results, given in Fig. 2, confirm that dust emission is optically thin (since $p + q$ and $\Sigma_{100} \times T_{100}$ are relatively well constrained). Assuming the dust temperature law derived from ^{12}CO , we thus can derive p and Σ_{100} (or s and n_{100}).

Comparison of the H_2 density lower limit, derived from the ^{12}CO with the H_2 density derived from dust emis-

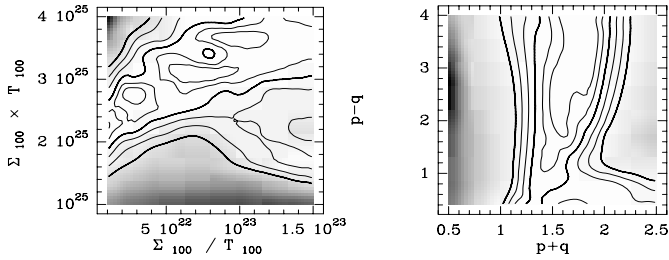


Fig. 2. Dust iso- χ^2 surface. Contours run from 1 to 6 σ . **Left:** ($\Sigma_{100} \times T_{100}$, Σ_{100}/T_{100}); **Right:** ($p + q$, $p - q$).

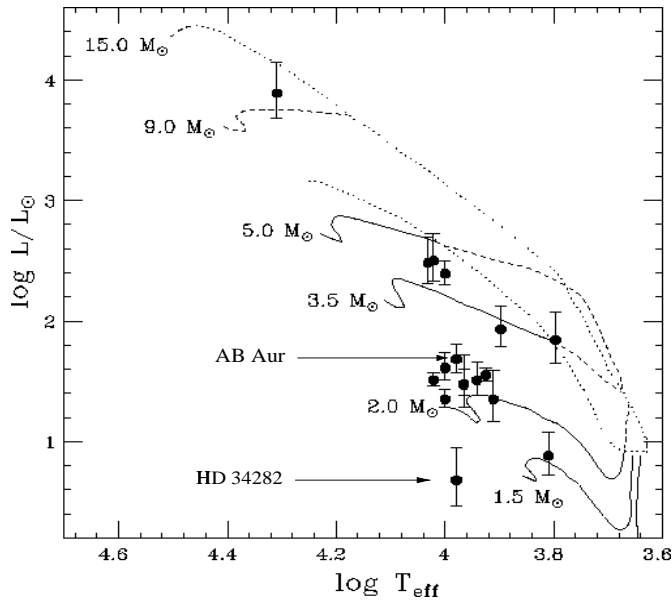


Fig. 3. Location of HD 34282 in a HR diagram for a distance $D = 160$ pc (Fig. 1 of van den Ancker et al. 1998)

sion $n_{100}(\text{dust})$, provides an lower limit to the CO abundance: $X(\text{CO}) \geq n_{100}(\text{CO})/n_{100}(\text{dust}) \times X_{\text{TMC1}}^{12} \sim 10^{-6}$. Equivalently, it also corresponds to an upper limit to the depletion factor $f(^{12}\text{CO})$ with respect to X_{TMC1}^{12} : $f(^{12}\text{CO}) \leq n_{100}(\text{dust})/n_{100}(\text{CO}) \sim 70$.

4. Discussion

4.1. Stellar mass

We have checked that the rotation pattern is almost Keplerian, with an inferred value of the rotation exponent $\nu = 0.48 \pm 0.03$ as shown in Fig. 1d. (We will then assume $\nu = 0.5$ in the final modelling.)

Simon et al. (2000) have shown that, in such a case, the dynamical mass (derived from CO modeling) provides an accurate measurement of the mass of the central star which scales as the distance D . Assuming a distance $D = 160$ pc, we derive a star mass $M_{160} = 0.87 \pm 0.17 M_{\odot}$.

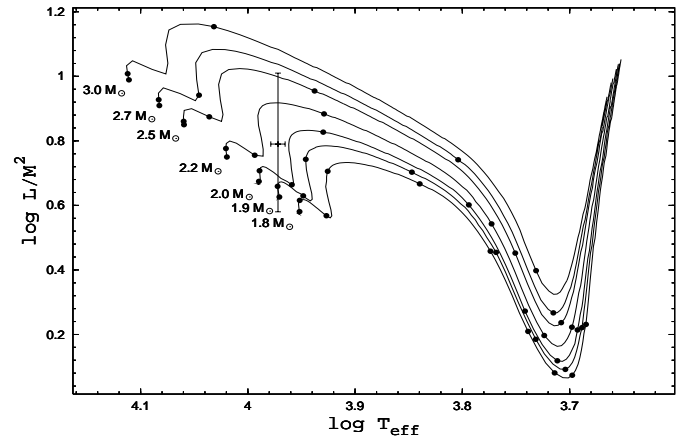


Fig. 4. Distance-independent diagram. Evolution tracks are from Siess et al. (2000) (available at <http://www-laog.obs.ujfgrenoble.fr/activites/starevol/evol.html>); dots are separated by 1 million years. Spectral-type A0.5 was converted to photospheric effective temperature using the results of Kenyon & Hartmann (1995) and an error bar of half a subclass was added in each direction

4.2. Where is HD 34282?

This low mass value is unexpected for an A0 type star. In addition, the luminosity derived from the photometric measurements of van den Ancker et al. (1998) is $L_{160} = 4.7 L_{\odot}$, for a distance of 160 pc. The implied location of HD 34282 in the H-R diagram places it at a totally different position to that of similar stars, such as AB Aur, and is incompatible with stellar evolution tracks (see Fig. 3). The spectral type determination by Cannon & Mayall (1949) in the Henry Draper Catalog had been questioned by van den Ancker et al. (1998), but was subsequently confirmed by Gray & Corbally (1998), who found the HD 34282 spectral type to be A0.5. Both “anomalies” point toward a revision of the star distance.

As the luminosity, L , scales as D^2 , and the dynamical mass M as D , plotting HD 34282 in a “distance-independent” evolution diagram (L/M^2 vs. spectral type) allows a direct comparison with theoretical evolution tracks (see Fig. 4). The error bars on the luminosity derived by van den Ancker et al. (1998) ($\log L_{160} = 0.68^{+0.27}_{-0.21}$) are dominated by the distance uncertainty. Assuming an arbitrary 10% uncertainty on the luminosity, we derive the error bars for L/M^2 plotted in Fig. 4.

In this diagram, the star location corresponds to a stellar mass $M_* = 2.1^{+0.4}_{-0.2} M_{\odot}$, in better agreement with its A0 spectral type. From the dynamical mass M_{160} , we derive that actual distance of the star is $D = 160 \times (M_*/M_{160}) = 400^{+170}_{-100}$ pc. The distance derived from Hipparcos measurements on parallax (6.1 ± 1.6 mas, van den Ancker et al. 1998) is more than 2σ from our distance determination. From reddening considerations, Sylvester et al. (1996) derived a distance of 547 pc, somewhat higher but still consistent with our determination. It should be noticed that considering its position, its distance, and its systemic velocity, HD 34282 is probably associated with Orion A (Green & Padman 1993).

Table 2. Best Parameters for the HD 34282 disk (CO $J = 2 \rightarrow 1$ data and continuum).

Assumed Distance	D (pc) = 400	
Systemic velocity	V_{LSR} (km s $^{-1}$) = -2.35	± 0.02
Orientation	PA = 25	$\pm 2^\circ$
Inclination	i = 56	$\pm 3^\circ$
Outer radius	R_{out} (AU) = 835	± 20
Turbulent width	Δv (km.s $^{-1}$) = 0.11	± 0.03
Abundance & H $_2$ Density law: $n(r) = n_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-s}$		
^{12}CO reference ^a	$X_{\text{TMC1}}^{12} = 7 \times 10^{-5}$	-
^{12}CO abundance	$X(^{12}\text{CO}) > 1 \times 10^{-6}$	-
^{12}CO depletion	$f(^{12}\text{CO}) < 70$	-
Density		
at 100 AU	n_{100} (cm $^{-3}$) = 1.8×10^9	± 0.6
exponent	s = 2.45	± 0.35
Temperature law: $T(r) = T_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-q}$		
Temperature at 100 AU	T_{100} (K) = 46	± 5
exponent	q = 0.52	± 0.08
Velocity law: $V(r) = V_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-v}$		
Velocity at 100 AU	V_{100} (km s $^{-1}$) = 4.6	± 0.2
exponent	v = 0.48	± 0.03
Stellar mass	M_* (M_\odot) = 2.35	± 0.2
Surface Density law: $\Sigma(r) = \Sigma_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-p}$		
Surface Density at 100 AU	Σ_{100} (cm $^{-2}$) = 6×10^{23}	± 2.2
	Σ_{100} (g cm $^{-2}$) = 2.3	± 0.8
exponent	p = 1.2	± 0.3
Scale Height law: $H(r) = H_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{+h}$		
Scale Height at 100 AU	H_{100} (AU) = 13	-
exponent	h = 1.24	-
Dust: $\kappa_\nu = \kappa_o \times (\frac{\nu}{10^{12}\text{Hz}})^\beta$		
Absorption law	κ_o = 0.1	-
Dust exponent	β = 1.15	± 0.20
Dust disk size	R_d (AU) > 700	-
total mass	M_d (M_\odot) = $0.11^{+0.09}_{-0.05}$	-

The errors are the 1σ formal errors from the χ^2 fit, and do not take into account the distance uncertainty.

^a X_{TMC1} , the ^{12}CO abundance in TMC 1 is taken from Cernicharo & Guélin (1987).

4.3. Distance revisited model

At a distance $D = 400$ pc, the χ^2 analysis leads to the best parameters given in Table 2.

The disk outer radius R_{out} is 835 AU, among the largest known disks (e.g. DM Tau, GG Tau).

It should be noticed that both the disk inclination angle of $i = 56^\circ \pm 3^\circ$ (0° means pole-on) and the measured photometric variability ($\Delta V \approx 2.5$) of HD 34282 are compatible with the UX Ori model from Natta & Whitney (2000).

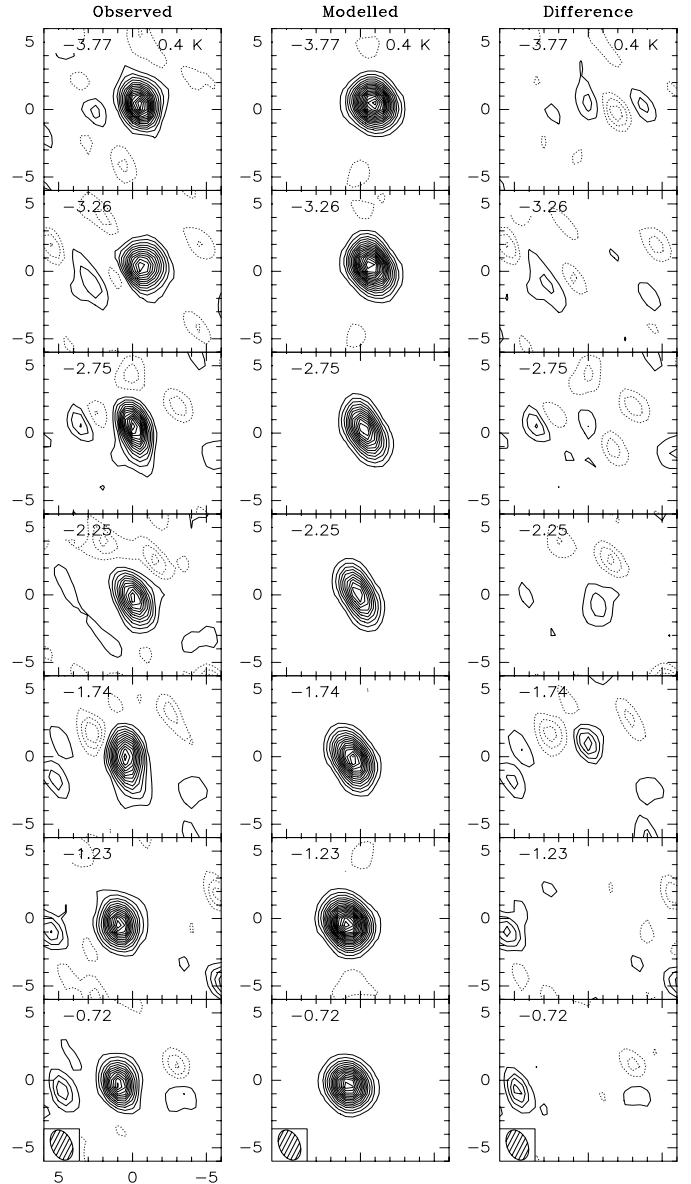


Fig. 5. Left: ^{12}CO $J = 2 \rightarrow 1$ observations. Middle: Best model. Right: Difference. Contours represents 50 mJy/beam, corresponding to a temperature of 0.35 K, or 1.5σ . The channel velocity from top to bottom is: -3.77, -3.26, -2.75, -2.25, -1.74, -1.23 -0.72 km s $^{-1}$.

At 100 AU, the disk has $T_{100} = 46$ K which is hotter than found for T Tauri stars such as DM Tau or GM Aur (Dutrey et al. 1998), which have similar radial variations of the temperature ($q = 0.52 \pm 0.08$). Assuming the revised luminosity of $29 L_\odot$, the blackbody temperature at 100 AU would be around 50 K. The temperature law of the disk is therefore compatible with a flared disk heated by the central star, e.g. (Chiang & Goldreich 1997).

Assuming $T_{100} = 46$ K and $q = 0.52$, we derive the surface density $\Sigma_{100} \approx 6.5 \times 10^{23}$ cm $^{-2}$ and $p \approx 1.2$ from the dust analysis (see Fig. 2). With $p \approx 1.2$, the surface density law is

relatively shallow, as found in the previous continuum analysis of T Tauri disks by Dutrey et al. (1996).

The disk mass derived from modeling of the continuum emission is $M_d = 0.11_{-0.05}^{+0.09} M_\odot$ (for a gas-to-dust ratio of 100). Such a massive disk is in agreement with previous results which suggest that there is a tendency for intermediate-mass stars to have more massive disks (Natta et al. 2000).

5. Summary

The disk surrounding the A0 PMS star HD 34282 has been mapped by the IRAM array in $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ and in continuum at 3.4 and 1.3 mm. Standard disk modeling of the molecular emission, combined with dust thermal emission analysis and stellar distance-independent evolution tracks, allow us to conclude that:

- The CO disk, resolved by the interferometric observations, is in Keplerian rotation.
- The disk outer radius is large, with $R_{\text{out}} = 835 \pm 20$ AU.
- Its temperature law, derived from $^{12}\text{CO } J = 2 \rightarrow 1$ line is in agreement with a flared disk heated by the central star.
- The disk continuum emission is optically thin and has a spectral index $\beta \approx 1.1$.
- With an inferred total mass of $0.11_{-0.05}^{+0.09} M_\odot$, the disk is relatively massive.
- The stellar mass is $2.1_{-0.2}^{+0.4} M_\odot$ (as expected for a A0.5 spectral type star) and the star distance is $D = 400_{-100}^{+170}$ pc, at a little bit more than 2σ from the Hipparcos measurements. The revised luminosity would rather be around $L = 29_{-13}^{+30} L_\odot$.

In conclusion, the HD 34282 disk does not appear significantly different from the T Tauri disks, except that it is more massive and somewhat hotter, as expected for an intermediate mass-star.

Acknowledgements. We warmly thank Dr. Mike Jura, who initiated this work during a visit of Anne Dutrey at UCLA, for his careful reading of the manuscript. Dimitri Pourbaix is acknowledged for providing

us with many useful comments about Hipparcos analysis. Stéphane Guilloteau and Frédéric Gueth are thanked for fruitful discussions. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. We also would like to acknowledge the IRAM Plateau de Bure staff for providing the observations which were performed in service observing.

References

- Beckwith, S. V. W., Sargent, A. I., Chini, R. S., & Guesten, R. 1990, *AJ*, 99, 924
- Bouwman, J., de Koter, A., van den Ancker, M. E., & Waters, L. B. F. M. 2000, *A&A*, 360, 213
- Cannon, A. J., & Mayall, M. W. 1949, *Annals of Harvard College Observatory*, 112, 1
- Cernicharo, J., & Guélin, M. 1987, *A&A*, 176, 299
- Chiang, E. I., & Goldreich, P. 1997, *ApJ*, 490, 368+
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, *A&A*, 309, 493
- Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., et al. 1998, *A&A*, 338, L63
- Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
- Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJ*, 523, L151
- Gray, R. O., & Corbally, C. J. 1998, *AJ*, 116, 2530
- Greaves, J. S., Mannings, V., & Holland, W. S. 2000, *Icarus*, 143, 155
- Green, D. A., & Padman, R. 1993, *MNRAS*, 263, 535
- Guilloteau, S., & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
- Kenyon, S. J., & Hartmann, L. 1995, *ApJS*, 101, 117+
- Koerner, D. W., Sargent, A. I., & Beckwith, S. V. W. 1993, *Icarus*, 106, 2
- Malfait, K., Bogaert, E., & Waelkens, C. 1998, *A&A*, 331, 211
- Mannings, V., Koerner, D. W., & Sargent, A. I. 1997, *Nature*, 388, 555
- Mannings, V., & Sargent, A. I. 2000, *ApJ*, 529, 391
- Natta, A., Grinin, V., & Mannings, V. 2000, *Protostars and Planets IV*, 559
- Natta, A., & Whitney, B. A. 2000, *A&A*, 364, 633
- Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M. 2000, *A&A*, 358, 593
- Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
- Sylvester, R. J., Skinner, C. J., Barlow, M. J., & Mannings, V. 1996, *MNRAS*, 279, 915
- van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145

Épilogue: Depuis la parution de cet article, plusieurs groupes ont également publié les résultats de leurs études sur HD 34282. MERÍN *et al.* (2004) ont fait une étude relativement complète des propriétés stellaires, en étudiant une série de raies photosphériques. En particulier, ils trouvent une métallicité faible ($Z = 0.004$)¹, et la distance qu'ils déduisent de leur analyse (indépendamment de la notre) est $d = 348_{-77}^{+129}$ pc, en accord avec notre estimation de distance.

NATTA *et al.* (2004) ont étudié l'émission du continuum autour de quelques étoiles de Herbig, en cherchant à mettre en évidence la croissance des grains autour de ces objets. Pour ce faire, ils ont utilisé à la fois des données de l'interféromètre de l'IRAM, et de l'interféromètre VLA de la NRAO, pour obtenir des informations à plus grandes longueurs d'onde, ce qui permet des contraintes plus fortes sur la croissance des grains. Leurs mesures de flux à 1.3 et 3.4 mm coïncident remarquablement avec les nôtres, et leur modélisation confirme nos valeurs des paramètres. Une différence est toutefois à noter sur la valeur de β , qui provient de leur analyse plus fine de l'émission du continuum, alors que notre valeur de β est simplement prise égale à $2 - \alpha$, ce qui ne prend pas en compte la contribution d'un cœur optiquement épais (cf équation 2.88).

1. Ces auteurs remarquent donc que la métallicité utilisée dans notre étude est incorrecte, et ils ont raison. Cependant la valeur utilisée, bien que non indiquée dans notre article, est $Z = 0.01$, et non la métallicité solaire $Z = 0.02$, ce qui "réduit" la différence entre les métallicités utilisées pour nos deux études.

5.1.2 AB Aurigae

Présentation : AB Aur est considérée comme le prototype des étoiles de Herbig. Ce statut “spécial” lui a valu d’avoir été étudiée de façon relativement extensive. Son type spectral est A1, avec une incertitude de 1.5 sous-type spectral (HERNÁNDEZ *et al.* 2004). Elle est située à une distance $d = 144_{-17}^{+23}$ pc (VAN DEN ANCKER *et al.* 1998). Les images proche infrarouge obtenues par GRADY *et al.* (1999) révèlent une nébulosité s’étendant sur environ 1300 UA. Récemment, FUKAGAWA *et al.* (2004), à l’aide du nouveau système d’optique adaptative monté sur le télescope Subaru ont mis en évidence une structure spirale autour de AB Aurigae (voir figure 5.3)

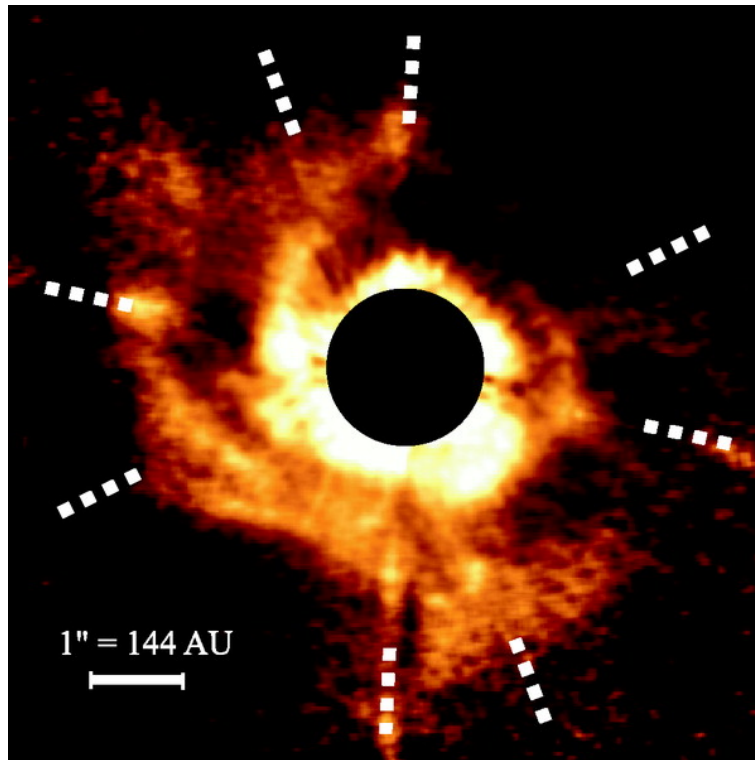


FIG. 5.3: *Figure 1 de FUKAGAWA et al. (2004) : Image en bande H de la structure circumstellaire après qu’une fonction d’étalement de point de référence a été soustraite. Afin de faire ressortir les détails, les auteurs ont multiplié la brillance de surface par la distance au centre au carré. Champ de 8'' par 8'', le nord est en haut, l’est à gauche.*

AB Aurigae a également été observée dans l’infrarouge moyen à l’aide du satellite ISO (BOUWMAN *et al.* 2000), et ces données montrent que AB Aurigae appartient au groupe I dans la classification des étoiles de Herbig (MEEUS *et al.* 2001). CHEN & JURA (2003) ont imagé le disque entourant AB Aurigae à 11 et 18 μm . Ils ont trouvé que le disque était résolu avec un diamètre d’environ 1.2'' ou 170 UA. Grâce aux progrès de l’interférométrie optique, MONNIER & MILLAN-GABET (2002) ont montré que la structure interne des disques était déterminée par la sublimation des poussières à une température d’environ 1500 K. Pour AB

Aur, leur mesure de ce rayon est $R_{in} \simeq 0.2 - 0.3$ UA.

Enfin, il existe des observations millimétriques en continuum et dans la raie $^{13}\text{CO}(1-0)$ (MANNINGS & SARGENT 1997). Ces derniers ont déduit une inclinaison assez forte ($i = 76^\circ$), qui semble aujourd'hui en contradiction avec les mesures les plus récentes (EISNER *et al.* 2003, par exemple, qui trouvent $i < 35^\circ$).

Nous avons donc observé AB Aur en continuum à 1.3 et 2.7 mm, et dans les raies $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (cf figure 3.12). Les premières observations en configuration B, C et D révélèrent une structure du continuum assez inhabituelle, ce dernier n'étant pas centralement piqué, mais ressemblant fortement à celui de GG Tau (DUTREY *et al.* 1994; GUILLOTEAU *et al.* 1999). Ceci a motivé les observations à plus haute résolution angulaire utilisant la configuration A présentée dans la figure 3.12.

Analyse: L'analyse des raies et du continuum a été menée avec la même logique que dans le cas de DM Tau par DARTOIS *et al.* (2003). Plusieurs différences notables sont néanmoins apparues au cours de cette analyse. La première, déjà évoquée plus haut, est la structure **particulière** de la distribution d'intensité spécifique du continuum (cf figure 5.4). Cette structure se retrouve également sur les aires intégrées de $^{13}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $\text{C}^{13}\text{O}(2-1)$. Ses caractéristiques principales sont 1) le fait que la distribution de brillance n'est pas centralement piquée 2) la présence d'une asymétrie azimuthale. Une possibilité est que cette structure soit la prolongation vers l'intérieur de l'un des bras spiraux vus par FUKAGAWA *et al.* (2004).

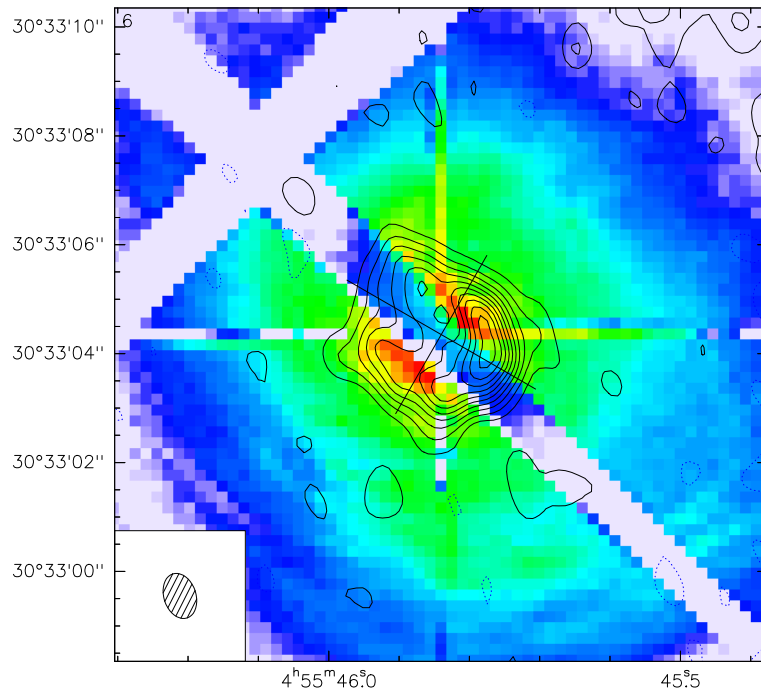


FIG. 5.4: Continuum à 1.3 mm autour de AB Aurigae (contours) superposé à l'image HST obtenue par GRADY *et al.* (1999) en fausses couleurs.

La seconde différence provient de la modélisation. Une des principales difficultés de cette modélisation vient du fait que la “structure spirale” biaise les estimations de l’angle d’inclinaison i . En conséquence, et comme la variable véritablement contrainte par les observations est $v_0 \sin i$, la loi de vitesse trouvée dépend de l’angle d’inclinaison i utilisé. Selon la valeur finalement retenue, les vitesses sont soit sous-Képlériennes soit sub-Képlérienne (i.e. inférieures ou supérieures à la vitesse Képlérienne telle que définie par l’équation 2.1, et en utilisant une masse de l’étoile centrale $M_* = 2.2M_\odot$ ¹). De plus, les exposants des lois de vitesse sont également différents de leur valeur Képlérienne ($v = 0.5$), puisque les transitions de ^{13}CO donnent respectivement $v = 0.40 \pm 0.01$ et $v = 0.36 \pm 0.03$ pour les transitions $J=2-1$ et $J=1-0$, alors que pour la transition ^{12}CO (2-1), v est de l’ordre 0.8-1.0.

Enfin, à la fois la forte valeur de β (1.4), et le fait que l’émission du continuum soit moins étendue que celle des raies, ce qui suggère un possible changement d’opacité au-delà de 400 UA, nous laisse à penser que la poussière dans le disque de AB Aur est moins évoluée que dans les disques de T Tauri (DUTREY *et al.* 1996).

L’ensemble de ces propriétés peu communes fait d’AB Aurigae un objet vraiment particulier. Nous n’avons pu déterminer de façon précise l’origine de ces particularités. Nous considérons dans l’article qui suit un certain nombre d’hypothèses quand à cette énigme, et suggérons que le disque plutôt jeune pourrait encore porter les “stigmates” de l’accrétion de l’enveloppe sur le disque (CASSEN & MOOSMAN 1981; CASSEN & SUMMERS 1983; STAHLER *et al.* 1994).

Article : Je présente ici pour plus de détails concernant l’analyse de AB Aur, l’article suivant soumis à la revue *Astronomy & Astrophysics*.

1. On peut légitimement soulever un éventuel problème de distance comme dans le cas de HD 34282, mais la localisation de AB Aur dans un diagramme de Hertzsprung-Russel n’est pas particulièrement problématique. De plus un diagramme en L/M^2 confirme la masse et la distance de AB Aur. Cette modélisation n’est de toutes façons pas rigoureusement correcte, puisque la vitesse, n’étant pas Képlérienne, ne vérifie pas l’équation 2.1

Sub-arcsec imaging of the AB Aur molecular disk and envelope at millimeter wavelengths ⁽¹⁾

Vincent Piétu,¹ Stéphane Guilloteau², and Anne Dutrey²

¹ LAOG, Observatoire de Grenoble, BP 53, F-38041 Grenoble Cedex 9, France

² L3AB, Observatoire de Bordeaux, 2 rue de l'Observatoire, BP 89, F-33270 Floirac, France

Received ...

Abstract. We present sub-arcseconds images of AB Auriga obtained with the IRAM Plateau de Bure interferometer in the isotopologues of CO, and in continuum at 3 and 1.3 mm. These observations allow us to trace the structure of the circumstellar material of AB Aur in regions where optical and IR imaging is impossible because of the emission from the star. These images reveal that the environment of AB Aur is widely different from the proto-planetary disks that surround T Tauri stars like DM Tau and LkCa15 or other HAeBe stars like MWC 480, in several aspects. Instead of being centrally peaked, the continuum emission is dominated by a bright, asymmetric (spiral-like) feature at about 140 AU from the central star. Little emission is associated with the star itself. The molecular emissions show that AB Aur is surrounded by a very extended flattened structure ("disk"), which is rotating around the star. Bright molecular emission is also found towards the continuum "spiral". The large scale molecular structure suggests the AB Aur disk is inclined between 23 and 43 degrees, but the strong asymmetry of the continuum and molecular emission prevents an accurate determination of the inclination of the inner parts. Analysis of the emission in terms of a Keplerian disk provides reasonable fit to the data, but fails to give a consistent picture because the inclinations determined from $^{12}\text{CO J=2}\rightarrow 1$, $^{13}\text{CO J=2}\rightarrow 1$, $^{13}\text{CO J=1}\rightarrow 0$ and $\text{C}^{18}\text{O J=1}\rightarrow 0$ do not agree. The mass predicted for the central star in such Keplerian models is in the range 0.9 to 1.6 M_{\odot} , much smaller than the expected 2.2 M_{\odot} from the spectral type of AB Aur. Both the spiral-like feature and the departure from purely Keplerian motions indicate the AB Aur disk is not in quasi-equilibrium. Stellar multiplicity and disk self-gravity being ruled out, this behavior may be related either to an early phase of star formation in which the Keplerian regime is not yet fully established and/or to a disturbance of yet unknown origin.

Key words. Stars: circumstellar matter – planetary systems: protoplanetary disks – individual: AB Aur – Radio-lines: stars

1. Introduction

The existence of disks around Herbig Ae/Be stars is now widely accepted but the physical properties of these disks are poorly known. Contrary to T Tauri disks, there are only a few examples of large Keplerian disks around Herbig Ae stars: the A4 star MWC480 (Mannings et al. 1997; Simon et al. 2000), and the A0 star HD 34282 (Piétu et al. 2003).

AB Auriga is one of the nearest, brightest and best studied Herbig Ae stars. It has a spectral type A0-A1 (Hernández et al. 2004) and is located at a distance $D = 144_{-17}^{+23}$ pc following Hipparcos measurements (van den Ancker et al. 1998). NIR imaging with the HST-STIS (Grady et al. 1999) reveal a large envelope surrounding the star and scattering the stellar light. This flattened reflection nebulae is seen close to pole-on, up to

$r \sim 1300$ AU from the star. New NIR observations, performed with the Subaru telescope using the Coronagraphic Imager and Adaptive Optics systems (Fukagawa et al. 2004), show that the circumstellar matter presents a spiral structure. AB Auriga has been also observed in MID-IR spectroscopy with ISO (Meeus et al. 2001; Bouwman et al. 2000). These data constrain the dust content several tens of AUs from the star. The modelling of the SED in this frequency range also shows that the star belongs to the Group I (Meeus et al. 2001). In the classification of Herbig Ae circumstellar matter, stars of Group I are surrounded by a flaring disk responsible for the bump in the MID-IR. The disk was imaged at 11 and 18 μm by Chen & Jura (2003), using the Keck I telescope. They found the disk is resolved at 18.7 μm with an approximate diameter of $\sim 1.2''$ or 170 AU. Technical progresses achieved on optical interferometers allow the first quantitative studies of the very inner disks. Monnier & Millan-Gabet (2002) have shown that in such objects, the very inner dust disk is truncated by sublimation of the dust at temperature around ~ 1500 K. For AB Auriga which is a star of $T_{\text{eff}} \simeq 10000$ K, this happens at $r_{\text{in}} \sim 0.2 - 0.3$ AU. Finally, the surrounding material was also observed at millimeter wavelengths by Mannings & Sargent (1997) with OVRO, but the de-

Send offprint requests to: A.Dutrey

¹ Based on observations carried out with the IRAM Plateau de Bure Interferometer. IRAM is supported by INSU/CNRS (France), MPG (Germany) and IGN (Spain).

2

Piétu, Guilloteau & Dutrey: Sub-arcsecond images of AB Auriga

rived inclination ($\simeq 75^\circ$) is much larger than that found from all other (optical or IR) tracers ($\simeq 20 - 30^\circ$).

Following our successful study of DM Tau in CO isotopologues (Dartois et al. 2003), we decided to perform a similar study of the AB Auriga environment. Therefore, we observed AB Auriga with the IRAM interferometer in ^{12}CO $J=2\rightarrow 1$, ^{13}CO $J=1\rightarrow 0$ and $J=2\rightarrow 1$, and C^{18}O $J=1\rightarrow 0$. We report here the results of this multi-line, CO isotope analysis. Our goals are double: we want to 1) characterize the physical structure of the circumstellar matter (vertical temperature gradient, density, kinematics) and 2) compare quantitatively the large scale mm properties with those of TTauri disks. The observations and the results are described in Sections 2 & 3, respectively. Section 4 presents the best model and we discuss in Section 5, the physical implications.

2. Observations and Results

2.1. PdBI data

The ^{12}CO observations used 6 antennas and were carried out in winter 2001/2002 in D, C2 and B1 configurations. Baselines up to 300 m provided $1.05 \times 0.90''$ resolution at PA 37° for the 1.3 mm continuum data. We observed simultaneously at 89.2 GHz (HCO^+ $J=1\rightarrow 0$, which will be discussed in a forthcoming paper) and 230.5 GHz (^{12}CO $J=2\rightarrow 1$). At 1.3 mm, the tuning was double-side-band (DSB) while at 3.4 mm, the tuning was purely single-side band (LSB). The backend was a correlator with one band of 10 MHz (spectral resolution 0.23 km.s^{-1}) centered on the HCO^+ $J=1\rightarrow 0$ line, one band of 20 MHz (0.18 km.s^{-1} resolution) centered on the ^{12}CO $J=2\rightarrow 1$ line, and 2 bands of 160 MHz for the 1.3 mm and 3.4 mm continuum, respectively. The phase and flux calibrators were 0415+379 and 0528+134. The rms phase noise was 8° to 25° and 15° to 50° at 3.4 mm and 1.3 mm, respectively, which introduced position errors of $\leq 0.1''$, and a seeing better than $0.3''$. The observation time was shared with other sources: MWC480 and LkCa15 or CQ Tau and MWC758, AB Aur using only a small fraction of the transit time. The total on source integration time is ~ 10 hours. As a consequence, the amplitude and phase calibration of these sources is homogenous and the flux density of all sources were estimated simultaneously. In all cases, the flux density scale was referred to MWC349, for which we used a flux of $S(\nu) = 0.95(\nu/100 \text{ GHz})^{0.6}$.

The C^{18}O $J=1\rightarrow 0$, ^{13}CO $J=1\rightarrow 0$ and $J=2\rightarrow 1$ observations were performed between 2001 and 2004. Configurations D, C2, B1 and A were used, and provided baselines up to 400 m. This allows to reach angular resolution of $0.80 \times 0.55''$ at PA 39° at 220 GHz, with a residual seeing $< 0.2''$ and position errors $\leq 0.05''$ after calibration. The correlator provided a spectral resolution of 0.09 km.s^{-1} for ^{13}CO $J=2\rightarrow 1$ and 0.18 km.s^{-1} for the ^{13}CO $J=1\rightarrow 0$ and C^{18}O $J=1\rightarrow 0$ lines. The same phase and flux calibrators were used. The total integration time is around 30 hours, half of which was spent on the long baselines observations.

We used the GILDAS software package to reduce the data. Images are presented at different angular resolutions, obtained

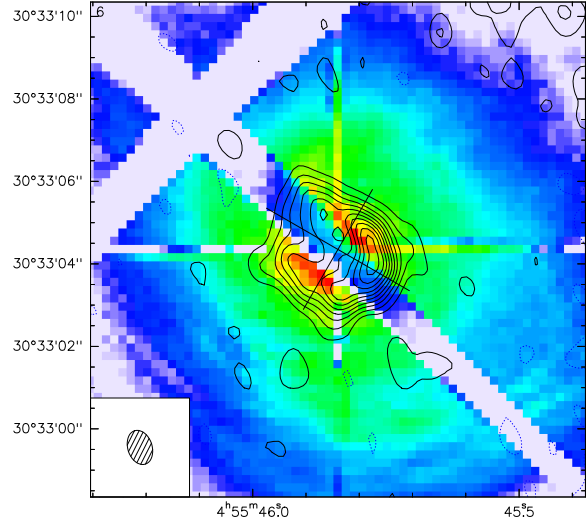


Fig. 2. 1.4 mm continuum data (in contours) superimposed on the HST image from Grady et al. (1999), in false color. The angular resolution is $0.85 \times 0.59''$ at PA 18° . The contour spacing is 0.9 mJy/beam , corresponding to 45 mK , or 2.4σ , with the zero contour omitted. The cross is as in Fig. 1

by applying a taper and re-weighting the data when needed. However, the natural weights were used in the disk modelling.

2.2. 30-m data

In 2000, we also obtained a single-dish spectrum of ^{13}CO $J=2\rightarrow 1$ at the 30-m telescope, which when compared to the PdBI measurements indicates at most 20 % of the flux was missed by the interferometer. Accordingly, it is unlikely that the ^{13}CO measurements are significantly affected by missing flux, specially within the inner 10 to $20''$. However, the ^{12}CO $J=2\rightarrow 1$ line is much brighter and most likely hampered by structures within a more extended region.

3. Results

Figure 1 is a montage displaying high resolutions images of the continuum emission at 2.8 mm and 1.4 mm, and of the integrated line emission of ^{12}CO $J=2\rightarrow 1$, ^{13}CO $J=2\rightarrow 1$ and ^{13}CO $J=1\rightarrow 0$ transitions. The 1.4 mm emission was obtained by merging the 220 and 230 GHz data in together to improve signal to noise; the flux was scaled to a reference frequency of 220 GHz assuming a spectral index of 3.0 for the emission. The (lower resolution) emission at 110 GHz is also presented. The total continuum flux at 1.4 mm is $85 \pm 5 \text{ mJy}$, and at 2.8 mm, $11 \pm 2 \text{ mJy}$.

In Figure 2, the continuum emission is super-imposed on the STIS image from Grady et al. (1999). No position adjustment has been made in doing so: the absolute astrometric accuracy of the PdBI measurement is better than $0.05''$, so that the registration of the two images is very accurate. The emission is clearly concentrated in an arc-like structure about $1''$ from

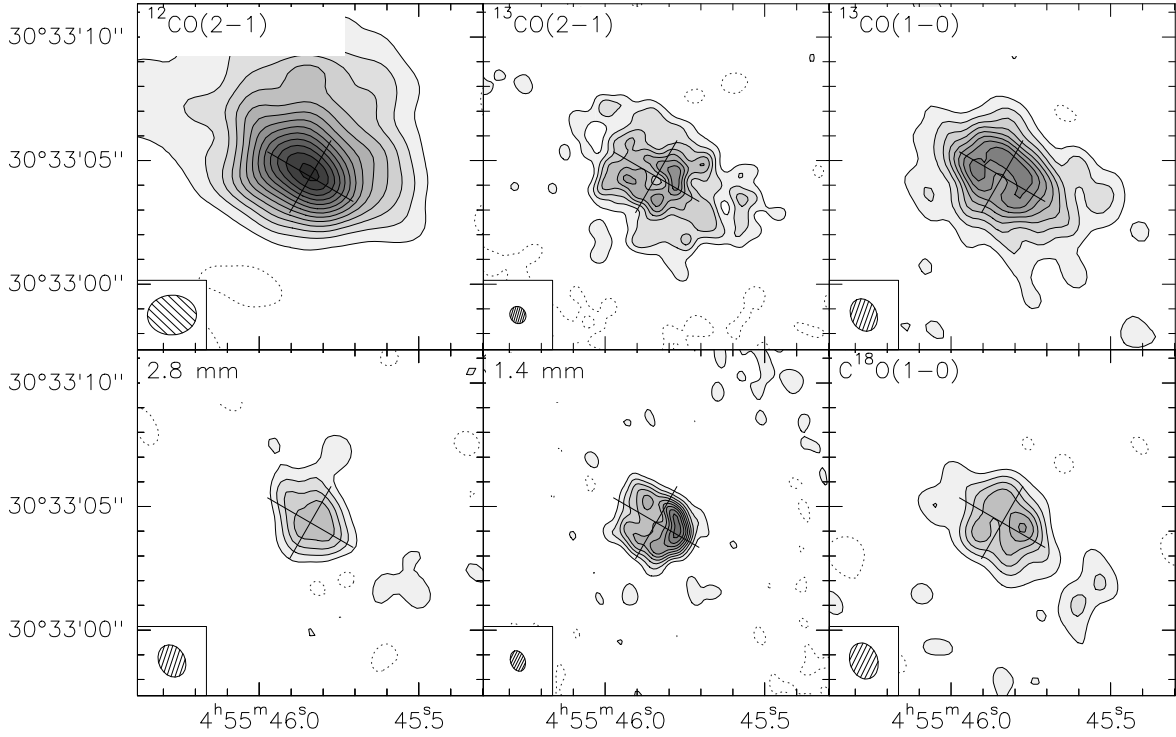


Fig. 1. Line emission (integrated over the $[3.8, 8.2]$ km.s^{-1} velocity range, and continuum emission towards AB Aur. The synthesized beam is indicated in each panel. The cross indicates the direction of the major and minor axis of the AB Aur disk, as derived from the analysis of the line data, but using an inclination of 30° for the aspect ratio of the cross. Top row, left: Integrated intensity of the $^{12}\text{CO} J=2 \rightarrow 1$ line. The angular resolution is $2.0 \times 1.6''$ at PA 92° and the contour spacing is $0.85 \text{ Jy/beam km.s}^{-1}$ or 12σ . Middle: Integrated intensity of the $^{13}\text{CO} J=2 \rightarrow 1$ line. The angular resolution is $0.72 \times 0.63''$ at PA 29° and the contour spacing is $85 \text{ mJy/beam km.s}^{-1}$ or 2.2σ . Right: Integrated intensity of the $^{13}\text{CO} J=1 \rightarrow 0$ line. The angular resolution is $1.37 \times 1.05''$ at PA 25° and the contour spacing is $34 \text{ mJy/beam km.s}^{-1}$ or 2.3σ . Bottom row, left: continuum emission at 2.8 mm. The angular resolution is $1.37 \times 1.07''$ at PA 27° and the contour spacing is 0.5 mJy/beam , 36 mK , or 2.5σ . Middle: continuum emission at 1.4 mm. The angular resolution is $0.85 \times 0.59''$ at PA 18° and the contour spacing is 1 mJy/beam , 51 mK , or 2.7σ . Right: Integrated intensity of the $\text{C}^{18}\text{O} J=1 \rightarrow 0$ line. The angular resolution is $1.37 \times 1.05''$ at PA 25° and the contour spacing is $25 \text{ mJy/beam km.s}^{-1}$ or 2.1σ . Coordinates are J2000.0 Right Ascension and Declination.

the central star. The flux density measured at 1.4 mm in the direction of the central star is $\approx 5 \pm 1 \text{ mJy}$, but this should be considered as an upper limit because of contamination from the arc-like structure due to the limited angular resolution.

The line emission was integrated between 3.8 and 8.2 km.s^{-1} . This interval contains most of the line profile, but weak emission in the line wings is still detectable 2 km.s^{-1} away (specially in ^{12}CO). The integrated line emission maps reveal a clear inner hole in the distribution of the emission from the CO isotopes, as well as enhanced emission at the location of the continuum ring. Note in particular that, while the 2.8 mm continuum is centrally peaked, the $^{13}\text{CO} J=1 \rightarrow 0$ line emission obtained at the same angular resolution clearly shows the ring.

Figure 3 present the channels maps of the $^{12}\text{CO} J=2 \rightarrow 1$, $^{13}\text{CO} J=2 \rightarrow 1$ and $^{13}\text{CO} J=1 \rightarrow 0$ transitions. The $^{13}\text{CO} J=2 \rightarrow 1$ data has been smoothed to about $1''$ resolution to help the comparison with the $J=1 \rightarrow 0$ transition.

3.1. Continuum Emission: a spiral pattern?

The continuum emission from AB Aur is quite peculiar. While most other T Tauri stars and HAeBe stars observed at high angular resolution show a centrally peaked emission, the emission from AB Aur is reminiscent from that of GG Tau, except for the angular scale which is a factor of 2 smaller here. The emission peaks accurately coincide with bright features observed in the STIS image of Grady et al. (1999), but our observations allows to trace the regions which are occulted by coronagraphic mask or by the telescope spider in the HST observations.

No reliable estimate of the inclination of the structure can be obtained from the 1.4 mm image only, because of the highly asymmetric nature of the emission. We have deprojected the emission assuming at position angle -31° , as derived from our analysis of the ^{13}CO data, and an inclination of 23° . These values are also in agreement with the number quoted by Fukagawa et al. (2004) from the scattered light in H-band. The result is presented in Fig.4: the asymmetry seen in continuum may follow inwards the spiral-like features detected in scattered light

4

Piétu, Guilloteau & Dutrey: Sub-arcsecond images of AB Auriga

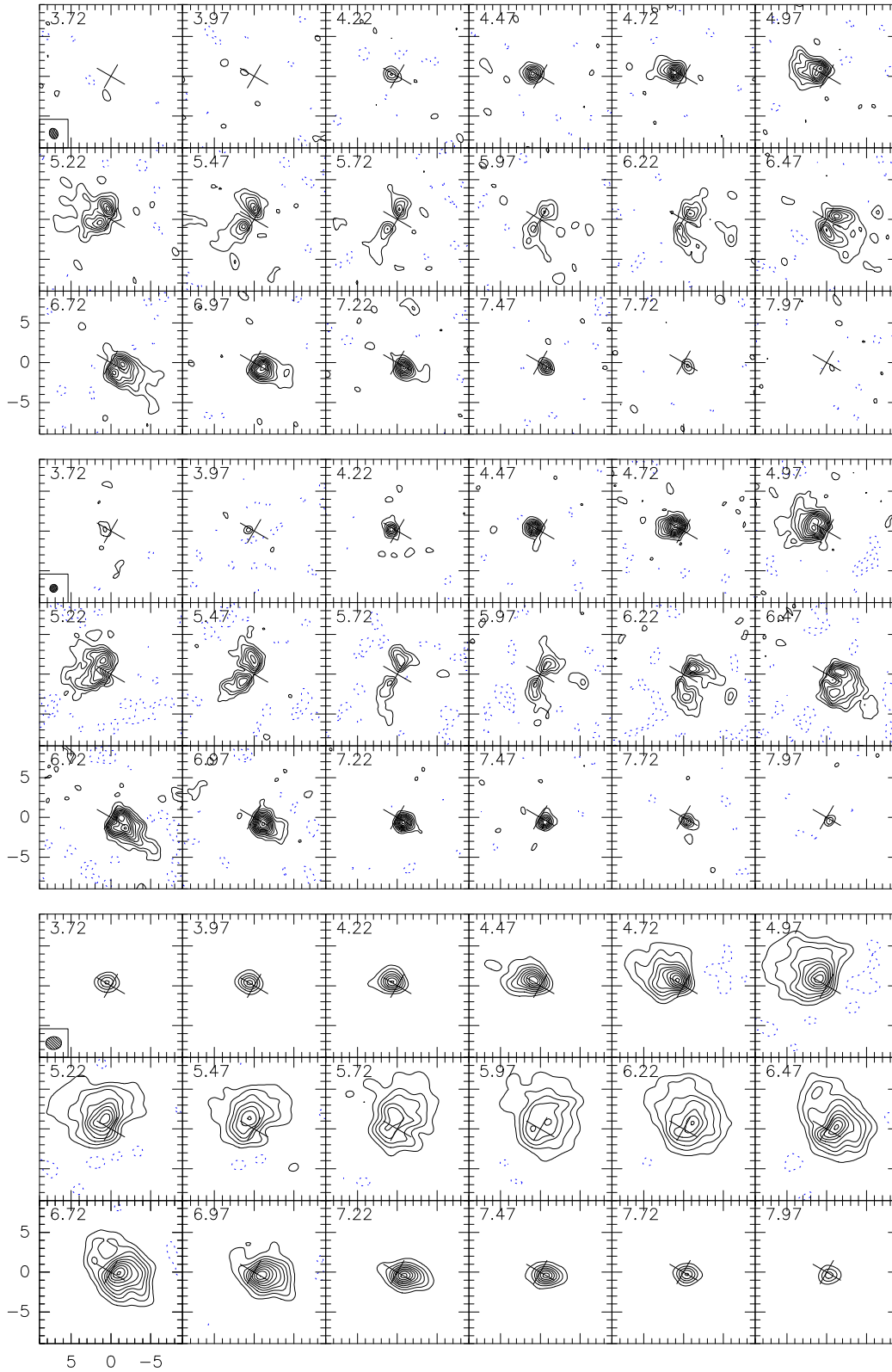


Fig. 3. Channel maps of the CO isotopologues in AB Aur. The LSR velocity is indicated in the upper left corner of each panel. Coordinates are in arcsec from the star position. All data have been smoothed to the same spectral resolution, 0.25 km.s^{-1} . Top: $^{13}\text{CO J}=1\rightarrow 0$ line, spatial resolution $1.37 \times 1.05''$ at PA 28° , contour spacing 30 mJy/beam , or 2.1 K , or 2.2σ . Middle: $^{13}\text{CO J}=2\rightarrow 1$ line, spatial resolution $1.00 \times 0.95''$ at PA 168° , contour spacing 0.1 Jy/beam , or 2.6 K , or 2.6σ . Bottom: $^{12}\text{CO J}=2\rightarrow 1$ line, spatial resolution $2.0 \times 1.6''$ at PA 92° , contour spacing



Table 1. Best parameters for the AB Aurigae disk (CO data and continuum).

Assumed Distance	D (pc) = 140			
Lines	¹² CO J=2→1	¹³ CO J=2→1	¹³ CO J=1→0	C ¹⁸ O J=1→0
Systemic velocity	V_{LSR} (km.s ⁻¹) = 5.90 ± 0.01	5.84 ± 0.01	5.87 ± 0.03	5.87 ± 0.02
Orientation	PA (°) = -30 ± 2	-31.3 ± 0.3	-30 ± 1	-29 ± 1
Inclination	i (°) = [23 — 35]	43 ± 1	39 ± 2	39 ± 2
Inner radius	R_{in} (AU) = (50)	79 ± 5	77 ± 5	67 ± 6
Outer radius	R_{out} (AU) = 1000 ± 50	860 ± 40	1300 ± 100	600 ± 60
Turbulent linewidth	Δv (km.s ⁻¹) = 0.35 ± 0.02	0.22 ± 0.02	0.26 ± 0.02	0.0 ± 0.1
Molecular Column density law: $\Sigma(r) = \Sigma_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-p}$				
Column Density at 100 AU	Σ_{100} (cm ⁻²) = (2.1 10 ¹⁹)	3.5 10 ¹⁷ ± 0.6 10 ¹⁷	5.0 10 ¹⁷ ± 1.8 10 ¹⁷	9.5 10 ¹⁶ ± 2.5 10 ¹⁶
exponent	p = (2.7)	2.7 ± 0.1	2.9 ± 0.3	3.0 ± 0.4
Temperature law: $T(r) = T_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-q}$				
Temperature at 100 AU	T_{100} (K) = [75 — 100]	35 ± 1	30 ± 2	28 ± 3
exponent	q = [0.8 — 1.0]	0.19 ± 0.03	0.26 ± 0.09	-0.3 ± 0.2
Velocity law: $V(r) = V_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-\nu}$				
Velocity at 100 AU	V_{100} (km.s ⁻¹) = 4.45 ± 0.06	2.44 ± 0.03	2.51 ± 0.08	2.83 ± 0.11
Velocity exponent	ν = [0.8 — 1.0]	0.40 ± 0.01	0.36 ± 0.03	0.52 ± 0.03
Continuum Results				
Dust: $\kappa_{\nu} = \kappa_0 \times (\frac{\nu}{10^{12}\text{Hz}})^{\beta}$				
Absorption law	κ_0 (cm ² /g) = (0.1)			
Dust exponent	β = 1.4 ± 0.2			
Surface Density law: $\Sigma(r) = \Sigma_{100}(\frac{r}{100\text{AU}})^{-p}$				
Surface Density at 100 AU	Σ_{100} (cm ⁻²) = 6.3 10 ²³ ± 0.8 10 ²³			
exponent	Σ_{100} (g.cm ⁻²) = 2.7 ± 0.3			
	p = 2.3 ± 0.2			
Inner radius	R_i (AU) = 115 ± 5			
Outer radius	R_d (AU) = 350 ± 30			
Mass	M_d (M _⊙) = 1.6 10 ⁻² ± 0.2 10 ⁻²			

- For the ¹³CO lines, the error bars are derived from the 1σ formal errors from the χ² fit, but include also the dependency of the parameters as function of inclinations over the 25 – 45° range.

- For ¹²CO, multiple minima exist. The error bars, when mentioned, represent the typical (1 σ) variations of the parameters obtained when varying all other ones. Range of values indicate the maximum variations which were found. Numbers in parenthesis represent assumed (fixed) values.

- For the continuum data, the temperature was taken as 35 K at 100 AU with an exponent of $q = 0.3$. The surface densities and mass (and their errors) are given for $\beta = 1.4$. An additional 30 % uncertainty should be added for these quantities, because of the error on β .

The most clear result from the ¹³CO analysis is that the best fit to the velocity law is obtained with an exponent $\nu = 0.40 \pm 0.01$. This is a very robust result: we checked that the derived exponent is independent of the assumed inclination over a range from 20° up to 50°. This robustness also applies to most other parameters (column density law, inner and outer radii, temperature law, turbulent width). Using a stellar mass $M_* = 2.2 M_{\odot}$ for AB Aur, the Keplerian speed at 100 AU

is $\simeq 4.4 \text{ km.s}^{-1}$. Accordingly, for the nominal inclination of 39°, the orbital velocities are sub-Keplerian ($v(r) < \sqrt{GM_*/r}$) out to the disk edge. However, if the inclination is lower than $\simeq 22^\circ$, the orbital velocities are super-Keplerian outwards of $\simeq 100 - 150 \text{ AU}$.

C¹⁸O J=1→0 data, although more noisy, also give a $i \simeq 39^\circ$ inclination. This result is important, since C¹⁸O J=1→0 is the most optically thin of all observed transitions, and thus the less

likely to be affected by an extended envelope. The velocity exponent found from C^{18}O $v = 0.52 \pm 0.03$ (which still remains compatible with the ^{13}CO results at 3σ), is essentially Keplerian, but the projected velocity at 100 AU is much smaller than expected from an A0 star, as in the case of other transitions. To reconcile the velocities with the expected stellar mass would require an inclination of $\approx 23^\circ$. Note also that, because of its optical thinness, this transition mostly samples the inner radii with little contribution from the outer parts of the disk ($r > 300$ AU) and the envelope.

For all transitions, we have also checked whether adding a **radial** velocity component would provide a better fit to the kinematic pattern. For ^{13}CO and C^{18}O , the upper limit on a radial velocity is below 0.05 km.s^{-1} . For ^{12}CO , a slightly better fit is found by adding **outward** motions of order 0.2 km.s^{-1} . The significance of this results should not be overestimated, since the excess emission towards the North near $V_{\text{LSR}} = 6.5 \text{ km.s}^{-1}$ (see Fig.3) may bias the result. Note that we can discriminate between inward and outward motions only because we know the full 3-D orientation of the AB Aur disk (the Southern part being towards us, in agreement with Fukagawa et al. (2004)).

4. Discussion

The observations presented above bring new information about the circumstellar environment of AB Aur, which appears to be very different from other proto-planetary disks.

4.1. The “spiral”

First, the sub-arcsecond image of the continuum emission at 1.4 mm extends inwards the spiral structure detected in the near IR by Fukagawa et al. (2004). Considering the sense of rotation, the new portion of the spiral is trailing, as the previous arms. Dust emission at long wavelengths being proportional to $\kappa_v \Sigma T$, this enhanced brightness could be due to 3 effects: 1) a column density, 2) a change in dust properties, with larger grains in the spiral, or 3) a larger temperature. However, grain growth cannot explain the enhanced molecular emission which is also seen in the spiral. It is not straightforward to disentangle between the two remaining effects from the present data only. Taken at face value, the analysis of ^{13}CO lines seem to indicate a flat (or even rising) temperature throughout the disk. However, this result is to be taken with care, since the ^{13}CO lines are optically thick only in the inner spiral, whose structure is not adequately fitted by the disk model. A better insight is given by the fact that the C^{18}O $J=1 \rightarrow 0$ line emission is proportional to Σ/T (Dartois et al. 2003), rather than ΣT for optically thin dust emission. Since the brightness contrast in C^{18}O $J=1 \rightarrow 0$ is similar to that in the 1.4 mm continuum, it thus suggests the enhanced brightness is a column density effect.

The difference between the apparent inner radius in dust (110 AU) and in CO (≈ 70 AU from all lines) indicates that the structure of the inner region is much more complex than a simple hole, in sharp contrast with the case of GG Tau (Dutrey et al. 1994; Guilloteau et al. 1999), but its detailed structure is beyond the resolving power of these observations.

4.2. The Inclination Problem and non-Keplerian Velocities

By revealing non circular structures, these observations offer some explanation for the widely different inclinations which were derived in the past from mm tracers and optical images. High inclinations are ruled out by our data. Although an inclination of $\approx 38^\circ$ seems adequate to represent most of the emission, it is certainly biased by the non-circularity of the emission. Given the uncertainties, inclinations as low as 23° cannot be excluded.

On the other end, we note that the inclinations derived for the inner disk (< 2 AU) through near-IR interferometry by Eisner et al. (2003) could be biased towards low values by non-circular structure, if the “spiral” pattern persists at such distances from the star.

In any case, the orbital velocities significantly differ from the Keplerian speed. In addition, the turbulence (see Table 1) appears somewhat larger in AB Aur (0.2 km.s^{-1} if we exclude ^{12}CO) than in other sources like e.g. DM Tau. Unfortunately, the exact value of the inclination plays a major role in the understanding of the environment, because depending on the assumption about projection effects, the orbital velocities of the material surrounding AB Aur can be sub-Keplerian or super-Keplerian throughout most of the disk.

4.3. Kinetic Temperature

In this respect, the AB Auriga disk behaves like those around other T Tauri stars. There is a clear evidence for a kinetic temperature gradient from the disk mid-plane to the disk surface and envelope, with the disk plane being cooler (around 30 K, as traced by ^{13}CO and C^{18}O) than the envelope (70 – 100 K at 100 AU, as traced by ^{12}CO , see Table 1), as expected from heating by the central star. The temperature remains however high (≈ 30 K) throughout the disk, as expected from the much higher luminosity of AB Aur compared to typical T Tauri stars.

4.4. Molecular Abundances and Disk Mass

The derived outer radius of the dust disk is much smaller (≈ 400 AU) than that of the molecular disk (≈ 1300 AU). At 200 AU, the ratios of the molecular column densities and H_2 surface density derived from the dust indicate a molecular abundance $[^{13}\text{CO}/\text{H}_2] \approx 5 \cdot 10^{-7}$, similar to that of the Taurus cloud (10^{-6} , Frerking et al. (1982)). The value of the dust opacity index $\beta = 1.4$ (giving $\kappa_{220\text{GHz}} = 0.012 \text{ cm}^2/\text{g}$), is at the high end of the values found in circumstellar disks. Dutrey et al. (1996) indicate a mean value of $\beta = 0.95 \pm 0.11$ from an ensemble of disks. This suggests that the disk around AB Aur may be younger than average, and that dust grains have not evolved as much as in disks around T Tauri stars. The relatively high temperatures (above 30 K) prevent condensation on dust grains, and probably explain why CO is not significantly depleted, contrary to most other circumstellar disks (e.g. Dutrey et al. (1996)).

The lack of detectable dust emission beyond 400 AU could indicate that the dust opacity drops there. Since the molecular

content only changes smoothly with radius, this suggest that the dust absorption coefficient at 1.4 mm is smaller beyond 400 AU than inside, i.e. that the dust is significantly less evolved outside. Another alternative is a steepening of the surface density distribution beyond ≈ 300 AU, since the values derived from the dust ($p = 2.3$) is slightly lower than that derived from the CO molecules ($p = 2.7$). The latter possibility is however not supported by the C¹⁸O data, which are only sensitive to the inner regions.

Both the high β value, and the possible dust opacity drop beyond 400 AU suggest that the dust in AB Aur is less evolved than in other T Tauri disks.

5. Origin of the disturbances

The AB Aur environment, although dominated by a rotating disk, is clearly highly disturbed and far from the quasi-equilibrium Keplerian stage encountered around other young stars. We discuss here some mechanisms which could lead to these peculiarities.

5.1. Multiplicity ?

Ring-like structures are easily formed by tidal truncations in binary systems, as illustrated by the case of GG Tau (Dutrey et al. (1994), Guilloteau et al. (1999)). However, the upper limits on any companion to AB Aur are stringent enough to rule out such an explanation. Only very low mass companions could exist. Such companion could create the inner hole, but would have difficulty in explaining the wide ring around it. Moreover, a low mass companion cannot significantly disturb the outer disk.

5.2. A gravitationally unstable disk ?

Table 1 shows that the total mass of the system made by the disk and the envelope is not important enough to be self-gravitating. This can be better assessed using Toomre's Q criterium:

$$Q = \frac{c_s \Omega}{\pi G \Sigma} < 1 \quad (1)$$

where c_s is the sound speed, and Ω the angular momentum. With our power laws, Q is also a power law of the radius $Q(r) = Q_0 r^{-t}$ with

$$Q_0 = \frac{1}{\pi G} \sqrt{\frac{k}{m}} \frac{\sqrt{T_0} v_0}{\Sigma_0 R_0} \quad (2)$$

$$t = 1 + q/2 + v - p \quad (3)$$

Using the values from Table 1, we find $Q_0 \approx 11$ and $t = -0.7 \pm 0.2$, well above the stability limit. To have the disk massive enough for instability would only be possible if the CO depletion was high (> 20) and the dust opacity much lower than we assumed. Both possibilities are highly unlikely as discussed in Section 4.4.

5.3. Possible encounters

Another possible explanation is a past encounter with a star. We have been looking in the SIMBAD database for all stars in a radius of 30 arc-minutes centered around AB Aur. Of a total of 31 stars referenced, 16 of them possess proper motion measurements. 9 come from the survey of Jones & Herbig (1979). 4 come from the Tycho Reference Catalog (Roeser & Bastian 1988), and 3 Hipparcos measurements were available (4 all together with AB Aur) - (Perryman et al. 1997). A very simple analysis shows that at least 2 of them could have encountered AB Aurigae in the past. JH433 could have encountered AB Aur at any time older than 35 000 years, whereas there could have been an encounter between AB Aur and RW Aur, some 500 000 years ago. We should also mention that according to the early measurement of Jones and Herbig, SU Aur could have met AB Aur is a close past, but that Hipparcos measurements rule out this possibility.

5.4. A young disk ?

Rather than being affected by multiplicity, the situation may suggest instead that AB Aur is surrounded by a young circumstellar disk which has not yet relaxed to the Keplerian stage.

In the formation of a star + disk from the collapse of a rotating interstellar cloud, the low specific angular momentum directly accretes to form the star, but the higher angular momentum accretes through a disk. Cassen & Moosman (1981) have pointed out that, because of the projection of the momentum along the disk axis, the accreting material always have lower angular momentum than the Keplerian value where the accreting material trajectories cross the disk. However, when a complete history of the accretion is incorporated, Stahler et al. (1994) have shown that the disk evolution, which occurs because of the drag force induced by the accreting material, results in a semi-steady state situation in which the outer disk is **super** Keplerian. Both studies conclude that a massive ring should be formed. Stahler et al. (1994) show that this ring accumulates mass, and acts as a temporary storage for the excess angular momentum brought by the accreting gas.

It is tempting to identify this structure with the enhanced density region which is seen in continuum and line at about 150 AU from the star. If the inclination of the disk is low, $\approx 23^\circ$, the measured rotation velocities exceed the Keplerian speed at all distances above 100 AU from the star (our measurements are insensitive to the exponent of the rotation velocity within the inner 100 AU). The apparent spiral arms could be the result of instabilities which necessarily occur in such a situation, since the ring is a transient phenomenon. A possible difficulty in this interpretation resides in the timescales over which the ring and supra-Keplerian velocities persist. Accretion on the disk only occurs over the infall timescale, which remains to first order similar to the free-fall time t_{ff} , i.e. a few 10^4 years at most. The age of AB Aur, t_{AB_Aur} is estimated to range between 1 and 4 Myr. 4 Myr is cited by DeWarf et al. (2003), on the basis of a coevality with the nearby star SU Aur, which has similar high proper motions to AB Aur. Lower ages are usually quoted by other authors, AB Aur being among the youngest known

HAeBe star. However, AB Aur is already relatively hot, being of spectral type A0 V, so that an extremely young age, a few 10^5 years, appears to be ruled out. Accretion on the disk is thus likely finished.

However, the longest timescale over which the circumstellar disk evolves is the viscous timescale,

$$t_{\text{vis}}(r) \approx \frac{r^2}{v_{\text{turb}}} = \frac{r^2}{\alpha c_s H(r)} \quad (4)$$

in the α prescription of the turbulence. We find

$$t_{\text{vis}} = \frac{rv(r)\mu}{\alpha kT(r)} = t_{\text{vis}}(100 \text{ AU})(r/100 \text{ AU})^{1-\nu+q} \quad (5)$$

Using $\alpha = 0.01$, and the temperature and velocity from Table 1, we find $t_{\text{vis}} \simeq 10^6$ yr at 100 AU, which is comparable to the estimated age of AB Aur. It is thus conceivable that the AB Aur disk has not relaxed to a purely Keplerian stage and stills exhibit a disturbed kinematic and density pattern. However, it is important to mention that the viscous timescale strongly depends on the assumed viscosity parameter α , but little on the stellar properties. As a consequence, the above value is also applicable to T Tauri disks which exhibit clear Keplerian signatures, like those around DM Tau, LkCa 15 or GM Aur. Unless the viscosity is different in both type of objects, this suggests that AB Aur is younger.

6. Summary

We have shown from observations of dust and 4 lines from the CO isotopologues that AB Aur is surrounded by a flattened, non-circularly symmetric disk, in rotation around the star. As expected from the high stellar luminosity, the disk is warm, and CO is not significantly depleted. The determination of the disk inclination is biased by the non-circularity of the brightness distribution, but the rotation has clear non Keplerian characteristics. No completely satisfactory explanation exists for these unusual characteristics. The disk does not appear to be massive enough to be self-gravitating. No evidence for infall motions could be detected. It is tempting to see AB Aur as an example of a very young object in which traces of the accretion from a rotating envelope onto the disk surface have not yet been erased by the dynamical and viscous evolution of the disk. An independent indication of youth comes from the dust property, since the β index may indicate that dust grains have not evolved in the AB Aur disk as much as in other proto-planetary disks.

Acknowledgements. We acknowledge all the Plateau de Bure IRAM staff for performing the observations. We thank J.M.Huré for fruitful discussions on the physics of disks. The HST image was kindly provided by C.Grady. This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France.

References

Bouwman, J., de Koter, A., van den Ancker, M. E., & Waters, L. B. F. M. 2000, *A&A*, 360, 213
 Bouwman, J. & Pantin, E. 2003, in *Astrophysics of Dust*
 Cassen, P. & Moosman, A. 1981, *Icarus*, 48, 353

Chen, C. H. & Jura, M. 2003, *ApJ*, 591, 267
 Dartois, E., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2003, *A&A*, 399, 773
 DeWarf, L. E., Sepinsky, J. F., Guinan, E. F., Ribas, I., & Nadalin, I. 2003, *ApJ*, 590, 357
 Dutrey, A., Guilloteau, S., Duvert, G., et al. 1996, *A&A*, 309, 493
 Dutrey, A., Guilloteau, S., Prato, L., et al. 1998, *A&A*, 338, L63
 Dutrey, A., Guilloteau, S., & Simon, M. 1994, *A&A*, 286, 149
 Eisner, J. A., Lane, B. F., Akeson, R. L., Hillenbrand, L. A., & Sargent, A. I. 2003, *ApJ*, 588, 360
 Frerking, M. A., Langer, W. D., & Wilson, R. W. 1982, *ApJ*, 262, 590
 Fukagawa, M., Hayashi, M., Tamura, M., et al. 2004, *ApJ*, 605, L53
 Grady, C. A., Woodgate, B., Bruhweiler, F. C., et al. 1999, *ApJ*, 523, L151
 Guilloteau, S. & Dutrey, A. 1998, *A&A*, 339, 467
 Guilloteau, S., Dutrey, A., & Simon, M. 1999, *A&A*, 348, 570
 Hernández, J., Calvet, N., Briceño, C., Hartmann, L., & Berlind, P. 2004, *AJ*, 127, 1682
 Jones, B. F. & Herbig, G. H. 1979, *AJ*, 84, 1872
 Mannings, V., Koerner, D. W., & Sargent, A. I. 1997, *Nature*, 388, 555
 Mannings, V. & Sargent, A. I. 1997, *ApJ*, 490, 792
 Meeus, G., Waters, L. B. F. M., Bouwman, J., et al. 2001, *A&A*, 365, 476
 Monnier, J. D. & Millan-Gabet, R. 2002, *ApJ*, 579, 694
 Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49
 Piétu, V., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2005, in preparation
 Piétu, V., Dutrey, A., & Kahane, C. 2003, *A&A*, 398, 565
 Roeser, S. & Bastian, U. 1988, *A&AS*, 74, 449
 Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S. 2000, *ApJ*, 545, 1034
 Stahler, S. W., Korycansky, D. G., Brothers, M. J., & Touma, J. 1994, *ApJ*, 431, 341
 van den Ancker, M. E., de Winter, D., & Tjin A Djie, H. R. E. 1998, *A&A*, 330, 145

5.2 Structures physiques de LkCa15 et MWC480

5.2.1 Introduction

Présentation LkCa 15 : LkCa 15 est une étoile T Tauri de type spectral K5 (SIMON *et al.* 2000). Des observations avec le télescope spatial Hubble (KRIST *et al.* 1997) montrent que LkCa 15 n'est pas associée à une nébulosité détectable par l'instrument WFPC2. LkCa 15 possède de plus un excès infrarouge (STROM *et al.* 1989) en accord avec la présence d'un disque circumstellaire.

LkCa 15 fait partie de l'échantillon d'étoiles jeunes étudiées par SIMON *et al.* (2000). Ces auteurs déduisent de la modélisation de la raie $^{12}\text{CO}(2-1)$ une masse dynamique $M_* = 0.97 \pm 0.03 M_\odot$, en accord avec les modèles d'évolution préstellaire pour cette masse, et un âge compris entre 3 et 5 millions d'années selon les modèles. Ses propriétés millimétriques ont été étudiées par QI (2001), qui rapporte la détection de raies de nombreuses molécules organiques. Cependant, certaines le sont sur la base d'aires intégrées, desquelles le continuum n'a pas été soustrait¹, ce qui soulève des doutes quand à la réalité de ces détections. QI *et al.* (2003) présentent certaines de ces observations millimétriques obtenues avec l'interféromètre d'Owens Valley (OVRO) : $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{C}^{18}\text{O}(1-0)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, et $\text{N}_2\text{H}^+(1-0)$. En utilisant l'interféromètre de Nobeyama, AIKAWA *et al.* (2003) ont détecté et marginalement résolu la raie $2_{12}-1_{11}$ du formaldéhyde autour de LkCa 15. THI *et al.* (2004) rapportent la détection de nombreuses transitions autour de LkCa 15 : $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{HCO}^+(4-3)$, $\text{CN } J = 3\frac{7}{2} - 2\frac{5}{2}$, $\text{HCN } J = 4-3$, $\text{H}_2\text{CO } 2_{12}-1_{11}$, $\text{H}_2\text{CO } 3_{03}-2_{02}$, $\text{H}_2\text{CO } 3_{12}-2_{11}$ et $\text{H}_2\text{CO } 5_{15}-4_{14}$, à l'aide des radiotélescopes de Pico Veleta de l'IRAM et JCMT, et en déduisent des abondances pour CO, HCO^+ , CN, HCN, H_2CO .

Dans l'infrarouge proche, BARY *et al.* (2003) ont détecté la raie $v = 1-0$ S(1) de l'hydrogène moléculaire H_2 à $2.12183 \mu\text{m}$ provenant d'une région située aux alentours d'une dizaine d'UA, et discutent les mécanismes possibles d'excitation (par le flux UV ou X de l'étoile centrale).

Cependant, la plupart de ces analyses se basent sur des spectres, donc sur des observations pour lesquelles l'émission n'est pas résolue (THI *et al.* 2004, par exemple, qui sur la base de l'intensité intégrée de $^{13}\text{CO}(3-2)$ ne peuvent distinguer entre 2 modèles relativement différents, l'un avec $R_{out} = 290$ UA, et l'autre avec $R_{out} = 450$ UA). Quand des cartes d'intensité spécifique sont disponibles, l'emploi de modèles physiques (D'ALESSIO *et al.* 2001) dont les paramètres sont ajustés sur la distribution spectrale d'énergie (QI *et al.* 2003) empêche d'utiliser le pouvoir de résolution des observations résolues pour **tester** ces modèles

1. Ce problème du continuum constitue une réelle difficulté. Dans le cas des disques protoplanétaires, le continuum étant essentiellement optiquement mince (cf table 2.4), pour des raies optiquement minces, l'intensité spécifique est $I_\nu = I_\nu(cont) + I_\nu(raie)$, alors que pour des raies optiquement épaisses $I_\nu = I_\nu(raie)$. En réalité, le problème est encore plus complexe, puisque le continuum et les raies proviennent souvent des **mêmes** régions d'émission. Dans notre méthode améliorée, le continuum, observé simultanément des raies, est ajouté à la table (u, v) comme un pseudo canal, et les paramètres liés à son émission (R_{cint} , R_{cout} , Σ_c^0 et p_c) ajustés en même temps. Le critère de mérite de l'ajustement étant alors : $\chi^2 = \chi_{cont}^2 + \chi_{raie}^2$ où χ_{cont}^2 et χ_{raie}^2 sont définis selon l'équation 4.61

(le rayon externe étant obtenu par ajustement de la carte d'aire intégrée de $^{12}\text{CO}(2-1)$ par une gaussienne tronquée de taille caractéristique 425 UA et de rayon de coupure de 750 UA, et les distributions de température et de densité par l'ajustement évoqué ci-dessus. L'angle d'inclinaison i et la largeur turbulente sont ensuite ajustés sur le **spectre**). Les abondances des molécules sont ensuite déduites par ajustement sur le **flux intégré** des transitions.

Présentation MWC 480: MWC 480 (aussi connue sous le nom de HD 31648) est une étoile de type spectral A2 à A4 (VAN DEN ANCKER *et al.* 1998; MANNINGS & SARGENT 1997; SIMON *et al.* 2000), dont la distance $d = 131_{-18}^{+24}$ pc a été mesurée par le satellite Hipparcos (VAN DEN ANCKER *et al.* 1998). AUGEREAU *et al.* (2001) ont observé MWC 480 avec le télescope spatial Hubble et l'instrument NICMOS 2, et n'ont pas détecté de structure étendue. Sa distribution spectrale d'énergie est similaire à celle de AB Aur, avec un excès infrarouge légèrement plus faible (SITKO 1981; MALFAIT *et al.* 1998). Des observations plus récentes (SITKO *et al.* 1999) montrent que son spectre dans l'infrarouge moyen est plus ou moins analogue à celui de la comète Levy (C/1991 L3), et présente la bande caractéristique des silicates à $9.5 \mu\text{m}$, mais ces auteurs en font une analyse en terme de disque de débris, alors que les observations de SIMON *et al.* (2000) montrent qu'une quantité importante de gaz est encore présente en son sein.

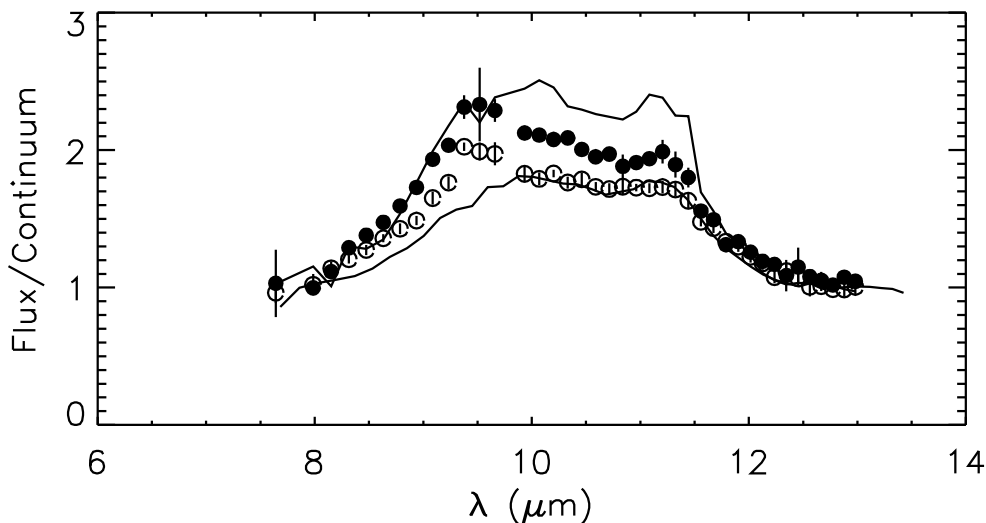


FIG. 5.5: Spectres des étoiles jeunes HD 163296 (cercles pleins) et HD 31648 (MWC 480, cercles ouverts) comparés à ceux des comètes Hale-Bopp (en haut) et Levy (en bas). Figure 2 de SITKO *et al.* (1999).

MWC480 fait partie de l'échantillon d'étoiles jeunes étudié par (SIMON *et al.* 2000), qui détectent clairement la raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$, en déduisent une masse dynamique de l'étoile centrale $M_* = 1.65M_{\odot} \pm 0.07$, et, d'après une analyse dans un diagramme en L/M^2 et des modèles d'évolution préstellaire un âge d'environ 7 millions d'années, et une masse de l'ordre

de $2 M_{\odot}$. Réconcilier les deux masses placerait MWC 480 à une distance supérieure à la mesure d'Hipparcos (170 pc).

THI *et al.* (2004) dans le même article que celui cité ci-dessus pour LkCa15 ont détecté les transitions $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, $\text{HCO}^+(4-3)$ et $\text{CN } J=3\frac{7}{2} - 2\frac{5}{2}$ autour de MWC 480.

Une propriété intéressante de MWC 480, déjà mentionnée dans le chapitre 3 et utilisée pour la calibration de flux est que son émission continuum est relativement forte et compacte.

5.2.2 Principe et avantages de l'analyse :

Le principe de l'analyse multi-transitions, multi-isotopes est celui développé par DARTOIS *et al.* (2003). L'idée de base est d'utiliser le fait que les différentes transitions observées sondent des parties plus ou moins "profondes" du disque selon leur opacité. Ceci est illustré sur la figure 5.6, qui montre les lieux dans un disque vu par le pôle où l'épaisseur optique vaut 0.5, 1 et 2 pour les transitions des isotopes de CO. En pratique, le disque est incliné sur la ligne de visée, ce qui complique l'analyse, mais ne change pas son principe.

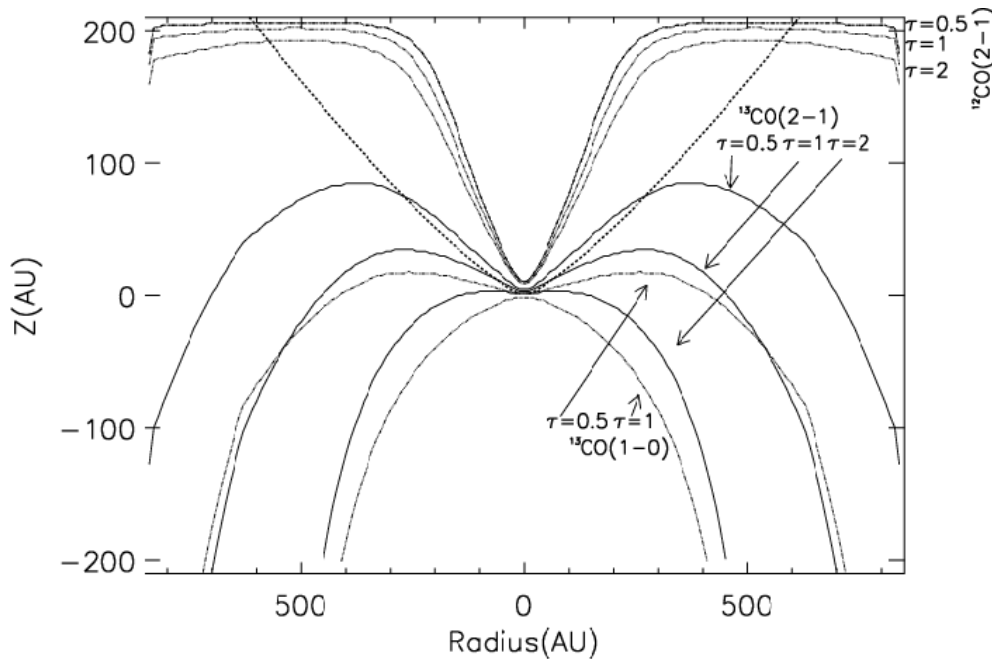


FIG. 5.6: *Lieux des iso-opacités ($\tau = 0.5, 1$ ou 2) pour un disque vu par le pôle pour les transitions $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(1-0)$. Comparaison avec la hauteur d'échelle définie par l'équation 2.19 (Pointillé). Figure de DARTOIS *et al.* (2003)*

Avec une telle méthode, il est donc possible de sonder un éventuel gradient de température vertical comme démontré avec succès par (DARTOIS *et al.* 2003) pour DM Tau. De plus, cette analyse permet de déterminer la structure physique des objets considérés. Cette connaissance autorise alors l'analyse des transitions de molécules autres que CO, sur la base de leur détection avec le radio-télescope de 30 mètres de l'IRAM (HILY-BLANT *et al.* 2003),

avant de cartographier les molécules les plus intéressantes avec l'interféromètre, et de conduire une analyse similaire en utilisant l'intégralité des cubes de données (informations spatiales et spectrales). Enfin cette analyse apporte une mesure des masses dynamiques des étoiles centrales.

L'intérêt de cette méthode est de décrire les disques de manière paramétrique **indépendante** des modèles physiques, avec les limitations inhérentes que cette paramétrisation implique. Néanmoins, ceci permet une analyse sans les biais soulevés ci-dessus, et en utilisant complètement l'ensemble des données disponibles.

Contamination de la raie spectrale par le continuum : Comme évoqué précédemment, l'ajustement du continuum est fait **simultanément** de celui du cube de données "spectrales". Ceci permet une analyse plus pertinente et non biaisée, car le pseudo-canal du continuum possède un bien meilleur rapport signal-à-bruit (dû à la plus grande largeur de bande des observations), et est libre de toute contribution de raies de rotation (dans le cas d'émission forte d'une raie, il est possible de construire la table (u, v) du continuum en excluant les vitesses où la raie contribue notablement). Cet ajustement, en prenant proprement en compte l'émission du continuum, donne des résultats meilleurs en ce qui concerne en particulier la loi de vitesse¹. En effet, cette dernière (et surtout son indice v) est déterminée par le gradient de vitesse, donc par les ailes de raies, où les vitesses les plus élevées proviennent des régions les plus centrales. Un mauvais ajustement du niveau de continuum peut donc amener un biais (faible) sur la mesure des paramètres cinématiques.

Robustesse de la méthode : Si toutes les transitions présentées sont sensées provenir du même disque, leurs paramètres physiques fondamentaux (PA, V_{lsr}, v_0, i bien que des effets de distribution verticale puissent biaiser cette dernière) doivent être identiques. La dispersion des valeurs obtenues par l'ajustement des données sur ces paramètres est statistique étant donné les barres d'erreur sur ces déterminations (voir la figure 5.7 par exemple). Ceci indique que la méthode est robuste, puisque ces ajustements ont été menés de manière indépendante.

5.2.3 Résultat de l'analyse de LkCa 15 :

Je décris dans cette section les résultats encore **préliminaires** de l'analyse des transitions présentées au chapitre 3. Une analyse conduite avec le modèle ETL décrit au chapitre précédent sur les différentes raies moléculaires observées donne les résultats présentés dans le tableau 5.4 pour LkCa 15, et 5.8 pour MWC 480.

Continuum Les densités de colonne de continuum déduites des différentes transitions sont en accord les unes avec les autres à environ 2σ , ce qui montre que la valeur de β est correcte au premier ordre, et que notre méthode de calibration de flux relative est efficace.

1. Par meilleur, j'entends bien sûr correspondant à un χ^2 plus faible, et non pas par rapport à un *a priori* sur la valeur supposée

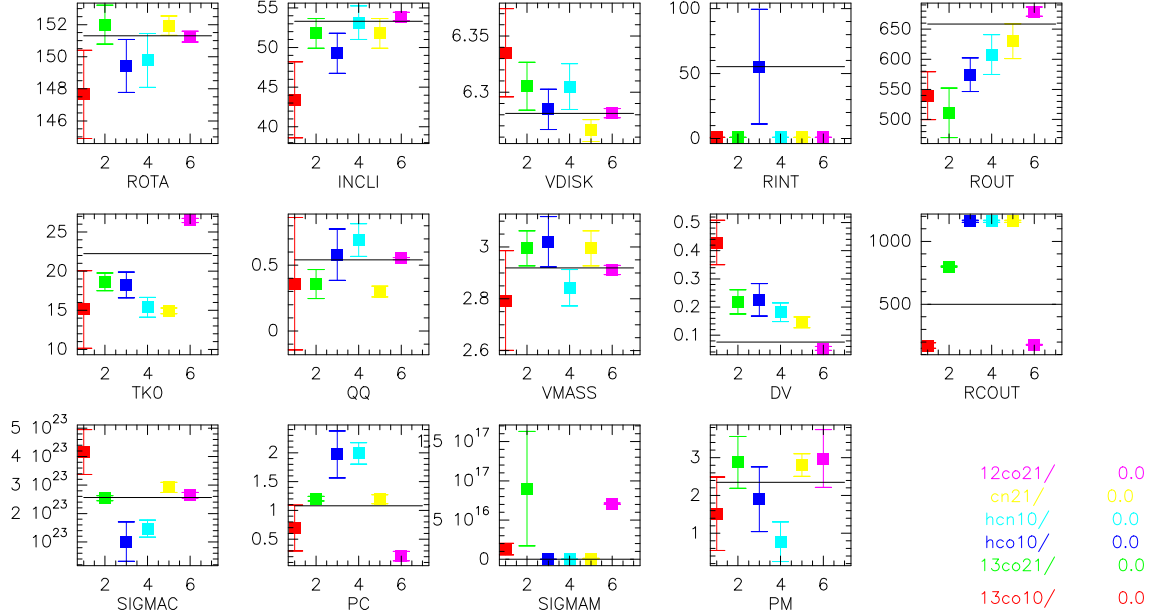


FIG. 5.7: Résultats des ajustements sur LkCa 15. De la gauche vers la droite: $^{13}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$, et $^{12}\text{CO}(2-1)$. La droite horizontale correspond à la moyenne des valeurs des différentes transitions pondérées par leur incertitudes.

Propriétés physiques: Cette robustesse de la méthode nous permet de déterminer assez précisément les paramètres “physiques” du disque de LkCa 15, en se basant sur l’ensemble des transitions. Le fait d’effectuer l’ajustement sur plusieurs transitions autorise de plus à affiner la précision des déterminations, puisque les différentes observations constituent autant de mesures indépendantes des différents paramètres (ceci n’est pas rigoureusement le cas, puisque certaines raies ont été observées simultanément, et peuvent donc souffrir des mêmes biais: erreur de calibration, phase atmosphérique, etc). La moyenne d’un paramètre X provenant de l’ajustement des différentes transitions (représentées dans cette moyenne par l’indice i) s’effectue d’après le schéma suivant :

$$\langle X \rangle = \frac{\sum_i W_i \times X_i}{\sum_i W_i} \quad (5.1)$$

$$W_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (5.2)$$

où σ_i est la barre d’erreur provenant de l’ajustement du paramètre X sur la transition i .

Ces paramètres sont rappelés dans le tableau 5.2, et sont en total accord avec ceux déterminés par SIMON *et al.* (2000)¹. Ceci permet de valider la partie ETL du code modifié et la nouvelle méthode de minimisation, puisqu’ils permettent de retrouver les résultats antérieurs.

1. La définition des angles de position utilisée ici n’est pas la même que celle employée par SIMON *et al.* (2000), les 2 différant de 90° .

Paramètre	Valeur	Unité
V_{lsr}	6.28 ± 0.01	km.s^{-1}
PA	151 ± 1	$^{\circ}$
i	53 ± 1	$^{\circ}$
v_0	2.92 ± 0.02	km.s^{-1}
M_*	0.96 ± 0.01	M_{\odot}

TAB. 5.2: Paramètres physiques du disque entourant LkCa 15. Les barres d'erreur correspondent à 1σ , et ne prennent pas en compte l'incertitude sur la distance.

La mesure des températures met en évidence l'existence d'un gradient vertical de température dans le disque de LkCa 15. Ceci se comprend en comparant la température déduite de l'analyse de la raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$ $T_0 = 26.5 \pm 0.25$ K, et des autres raies $T_0 \simeq 15 - 18$ K. Malheureusement, le rapport signal-à-bruit limité des observations des isotopes de CO (spécialement du $^{13}\text{CO } J=1-0$) empêche de réellement déterminer la température dans le plan du disque. On peut toutefois noter que la loi de température à la surface sondée par $^{12}\text{CO}(2-1)$, $q = 0.55 \pm 0.01$ est marginalement plus piquée que celle, plus proche du plan du disque sondée par $^{13}\text{CO}(1-0)$, $q = 0.36 \pm 0.11$. La différence des valeurs de δv_{turb} semble confirmer le fait que les raies sondent des parties plus ou moins profondes du disque. Le plan du disque serait alors plus turbulent que son atmosphère (telle que sondée principalement par $^{12}\text{CO}(2-1)$), résultat trouvé de manière marginale sur DM Tau par DARTOIS *et al.* (2003).

Molécules (et radicaux) : Cette partie de l'analyse est à prendre avec de grandes précautions, puisque l'ajustement a été fait avec un modèle à l'ETL, ce qui peut s'avérer inexact (voir la table 4.1 qui indique les densités critiques de thermalisation). Néanmoins, l'ordre de grandeur des températures d'excitation¹ ajustées sur les transitions $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$ et $\text{CN}(2-1)$ (à peu près égales aux températures cinétique² des raies de ^{13}CO) indique que d'éventuelles différences seraient plutôt à l'ordre 1, qu'à l'ordre 0. En effet, si l'excitation de ces molécules étaient très subthermale, ceci devrait se retrouver sur la mesure de T_0 avec ce modèle à l'ETL. Notons toutefois que la combinaison d'une raie optiquement épaisse, qui proviendrait donc des parties supérieures plus chaudes du disque, et d'une excitation subthermale pourrait produire une température d'excitation de l'ordre de la température dans le plan du disque. Même si cet effet est assez improbable, seule une modélisation avec le modèle hors ETL permettra de l'affirmer avec certitude.

Il apparaît sur la figure 5.7 que les rayons externes R_{out} mesurés pour les différentes

1. En fait, cette température représente, avec le modèle à l'ETL, un "intermédiaire" entre la température cinétique, qui permet de calculer la vitesse thermique notamment, et la température d'excitation, qui intervient dans le calcul de la fonction source et du coefficient d'absorption. Néanmoins, à l'ordre 0, c'est ce dernier effet qui l'emporte

2. Puisque les isotopes de CO sont thermalisés dans les disques, la température d'excitation est égale à la température cinétique.

transitions varient d'une transition à l'autre. Ceci est un résultat assez clair de cette analyse, et qui permettra de contraindre les modèles de chimie dans les disques. Contrairement à d'autres analyses (QI 2001), cette étude semble indiquer l'absence de "trous" dans la distribution spatiale des molécules dans LkCa 15.

Les valeurs de Σ_m et de Σ_c permettent de calculer les abondances dans le disque, et par comparaison avec les valeurs de TMC-1 (DUTREY *et al.* 1997) le facteur f de déplétion.

$$X_m^0 = \frac{\Sigma_m^0}{\Sigma_c^0} \quad (5.3)$$

$$f = \frac{X_{\text{TMC-1}}}{X_m} \quad (5.4)$$

Comme les indices p_m et p_c peuvent être différents, et les indices p_m entre eux également, je calcule également le nombre total de molécules selon la formule :

$$\begin{aligned} N_m &= \int_{R_{int}}^{R_{out}} \Sigma_m \times 2\pi r dr \\ &= \frac{2\pi}{r_0^{-p_m}} \int_{R_{int}}^{R_{out}} \Sigma_m^0 \times r^{1-p_m} dr \\ &= \frac{2\pi \times \Sigma_m^0}{r_0^{-p_m} \times (2-p_m)} [r^{2-p_m}]_{R_{int}}^{R_{out}} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Par comparaison avec le nombre de molécules de H_2 calculé entre les mêmes rayons, j'obtiens l'abondance moyenne sur la région d'intégration :

$$\overline{X_m} = \frac{\Sigma_m^0 \times (2-p_c)}{\Sigma_c^0 \times (2-p_m)} \times \left[\left(\frac{R_{out}}{r_0} \right)^{p_c-p_m} - \left(\frac{R_{int}}{r_0} \right)^{p_c-p_m} \right] \quad (5.6)$$

Molécule	Référence	Abondance	Déplétion	Abondance	Déplétion
Note	TMC-1	(équation 5.3)	(équation 5.3)	(équation 5.6)	(équation 5.6)
$^{13}\text{CO}(1-0)$	1×10^{-6}	5×10^{-8}	20	4.7×10^{-8}	21
$^{13}\text{CO}(2-1)$	1×10^{-6}	3.5×10^{-7}	3	1.9×10^{-8}	52
$\text{HCO}^+(1-0)$	8×10^{-9}	4×10^{-10}	16	8.5×10^{-10}	7
$\text{HCN}(1-0)$	2×10^{-8}	9.5×10^{-11}	210	7.3×10^{-11}	273
$\text{CN}(2-1)$	3×10^{-8}	3.6×10^{-9}	10	1.8×10^{-10}	166

TAB. 5.3: Valeurs de référence dans TMC-1 (première colonne), abondances déduites de l'analyse avec l'équation 5.3 (deuxième colonne), et déplétion correspondante (troisième colonne), abondances déduites de l'analyse avec l'équation 5.6 (quatrième colonne), et déplétion correspondante (cinquième colonne) pour les transitions étudiées dans LkCa 15. Noter bien que ceci est déduit de l'analyse avec le modèle à l'ETL.

La table 5.3 montre les abondances calculées avec les équations 5.3 et 5.6 et les déplétions correspondantes en référence aux abondances de TMC-1 (DUTREY *et al.* 1997).

Raie	$^{13}\text{CO}(1-0)$	$^{13}\text{CO}(2-1)$	$\text{HCO}^+(1-0)$	$\text{HCN}(1-0)$
PA	147.65 ± 2.75	152.00 ± 1.21	149.43 ± 1.66	149.77 ± 1.68
i	43.41 ± 4.79	51.80 ± 1.87	49.28 ± 2.53	53.14 ± 2.12
V_{lsr}	6.34 ± 0.04	6.31 ± 0.02	6.28 ± 0.02	6.31 ± 0.02
R_{int}	1.00	1.00	55.32 ± 44.03	1.00
R_{out}	539.54 ± 39.91	511.06 ± 41.15	574.39 ± 27.89	607.73 ± 33.15
T_0	15.10 ± 4.97	18.63 ± 1.14	18.22 ± 1.65	15.38 ± 1.25
q	0.36 ± 0.50	0.36 ± 0.11	0.58 ± 0.20	0.69 ± 0.12
v_0	2.79 ± 0.19	2.99 ± 0.07	3.02 ± 0.10	2.84 ± 0.07
δv_{turb}	0.43 ± 0.08	0.22 ± 0.04	0.23 ± 0.06	0.18 ± 0.03
Σ_m^0	$13.0 \pm 7.4 \cdot 10^{15}$	$9.0 \pm 7.3 \cdot 10^{16}$	$1.0 \pm 1.4 \cdot 10^{14}$	$24.5 \pm 9.0 \cdot 10^{12}$
p_m	1.52 ± 0.97	2.88 ± 0.69	1.90 ± 0.86	0.78 ± 0.52
Raie	$\text{CN}(2-1)$	$^{12}\text{CO}(2-1)$		Moyenne
PA	151.93 ± 0.61	151.26 ± 0.34		151.31 ± 0.28
i	51.80 ± 1.87	53.90 ± 0.54		53.32 ± 0.48
V_{lsr}	6.27 ± 0.01	6.28 ± 0.01		6.28 ± 0.01
R_{int}	1.00	1.00		-
R_{out}	629.80 ± 28.81	679.04 ± 7.63		-
T_0	14.93 ± 0.37	26.47 ± 0.26		-
q	0.30 ± 0.04	0.55 ± 0.01		-
v_0	2.99 ± 0.07	2.91 ± 0.02		2.92 ± 0.02
δv_{turb}	0.15 ± 0.02	0.05 ± 0.01		-
Σ_m^0	$9.3 \pm 3.4 \cdot 10^{14}$	$708.7 \pm 8.3 \cdot 10^{16}$		-
p_m	2.80 ± 0.30	2.98 ± 0.76		-

TAB. 5.4: Paramètres déduits de l'ajustement des transitions moléculaires observées autour de $LkCa\ 15$. La moyenne est faite sur toutes les transitions selon la formule 5.1

5.2.4 Résultat de l’analyse de MWC 480

Propriétés physiques : Les paramètres physiques déduits de l’analyse des isotopes de CO sont rappelés dans le tableau 5.2, et sont en accord avec ceux déterminés par SIMON *et al.* (2000)¹, à l’exception de la vitesse orbitale v_0 , qui avec cette nouvelle détermination est parfaitement compatible avec les modèles d’évolution préstellaire. La différence est due à la modélisation du continuum précédemment évoquée, non prise en compte dans l’analyse de SIMON *et al.* (2000), et importante dans le cas de MWC 480 car son émission continuum à 230 GHz est particulièrement forte ($S_\nu = 280$ mJy). Cette nouvelle mesure de masse dynamique place MWC 480 en parfait accord avec les modèles d’évolution préstellaire à sa distance nominale.

Paramètre	Valeur	Unité
V_{lsr}	5.08 ± 0.01	km.s^{-1}
PA	57.4 ± 0.2	$^\circ$
i	37 ± 0.5	$^\circ$
v_0	4.18 ± 0.03	km.s^{-1}
M_*	1.97 ± 0.02	M_\odot

TAB. 5.5: Paramètres physiques du disque entourant MWC480. Les barres d’erreur correspondent à 1σ , et ne prennent pas en compte l’incertitude sur la distance.

Le disque circumstellaire entourant le disque de MWC 480 possède également un gradient vertical de température entre “l’atmosphère” et l’intérieur du disque, comme les températures déduites de l’analyse des isotopes de CO le montrent (voir table 5.6).

Raie	T_0	q
$^{12}\text{CO}(2-1)$	50 ± 1 K	0.69 ± 0.01
$^{13}\text{CO}(2-1)$	30 ± 2 K	0.28 ± 0.05
$^{13}\text{CO}(1-0)$	29 ± 2 K	0.35 ± 0.06

TAB. 5.6: Lois de température cinétique dans MWC 480 déduites de l’analyse des raies $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(1-0)$

Dans le cas de MWC 480, les différences entre les exposants q sont significatives, et indiquent de manière robuste une structure en température complexe. L’étape suivante sera de modéliser les opacités afin de relier les épaisseurs optiques à des lieux dans le disque, permettant d’avoir une estimation des gradients de température.

Molécules (et radicaux) : Là encore, cette partie de l’analyse est à prendre avec les mêmes précautions que celle de LkCa 15, pour les mêmes raisons (l’ajustement a été fait avec un

1. La définition des angles de position utilisée ici n’est pas la même que celle employée par SIMON *et al.* (2000), les 2 différant de 90° .

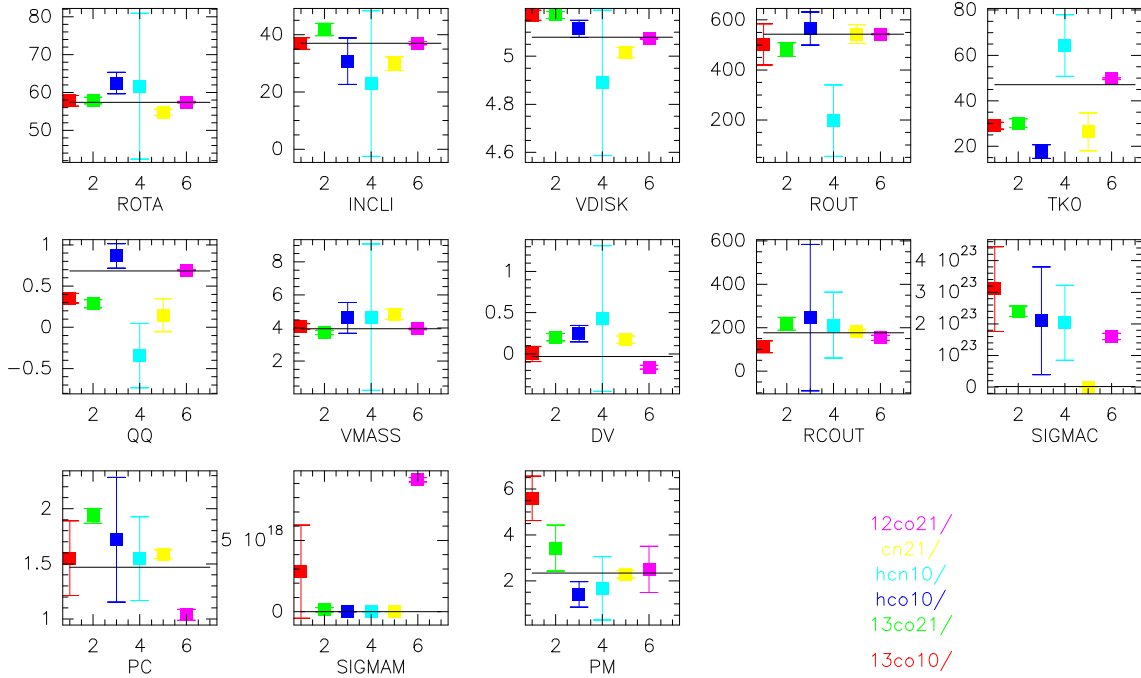


FIG. 5.8: Résultats des ajustements sur MWC 480. De la gauche vers la droite : $^{13}\text{CO}(1-0)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$, et $^{12}\text{CO}(2-1)$. La droite horizontale correspond à la moyenne des valeurs des différentes transitions pondérées par l'inverse de leur incertitudes.

modèle à l'ETL). Néanmoins, la même remarque sur les températures d'excitation prévaut, à l'exception peut-être de $\text{HCO}^+(1-0)$, dont la température est significativement inférieure ($T_0 = 17.5 \pm 3$ K) à celle déduite du ^{13}CO , ce qui pourrait indiquer soit une excitation subthermale soit une localisation exclusive dans le plan du disque plus froid. Seule l'analyse avec le modèle hors ETL permettra de distinguer ces deux possibilités. Cependant la faible densité critique de thermalisation de $\text{HCO}^+(1-0)$ permet d'ore et déjà de favoriser la seconde hypothèse. Le très faible rapport signal-à-bruit des observations de $\text{HCN}(1-0)$, apparent sur la figure 3.13 se traduit par des grandes barres d'erreur, et son analyse nous renseigne au mieux sur l'ordre de grandeur de son abondance. Les rayons externes des différentes molécules sont plus similaires entre eux que dans le cas de LkCa 15 (sauf pour $\text{HCN}(1-0)$, mais dont la valeur est en accord à 2σ).

La différence des valeurs de δv_{turb} semble confirmer le fait que les raies sondent des parties plus ou moins profondes du disque. Le plan du disque serait alors plus turbulent que son atmosphère (telle que sondée principalement par $^{12}\text{CO}(2-1)$). La valeur négative du δv_{turb} vient des définitions du modèle. Quand ce paramètre est négatif, la largeur turbulente est alors calculée comme étant proportionnelle à la largeur thermique : $\delta v_{turb} = f \times \delta v_{therm}$ où f est la valeur du paramètre. Ceci introduit donc une discontinuité autour de $\delta v_{turb} = 0$, mais qui n'est pas très gênante. Dans le cas de $^{12}\text{CO}(2-1)$, cette valeur turbulente étant faible, l'algorithme de minimisation peut au cours de son exploration "traverser" la valeur $\delta v_{turb} = 0$,

Molécule	Abondance	Référence	Déplétion
$^{13}\text{CO}(1-0)$	1.5×10^{-5}	1.0×10^{-6}	0.06
$^{13}\text{CO}(2-1)$	7.2×10^{-7}	1.0×10^{-6}	1.4
$\text{HCO}^+(1-0)$	9.2×10^{-11}	7.0×10^{-9}	1.1
$\text{HCN}(1-0)$	8.3×10^{-11}	2×10^{-8}	215
$\text{CN}(2-1)$	6.5×10^{-10}	3×10^{-8}	45

TAB. 5.7: Abondances dans MWC 480 déduites de l'analyse (deuxième colonne), valeurs de référence dans TMC-1 (troisième colonne), et déplétion (dernière colonne) pour les transitions étudiées. Noter bien que ceci est déduit de l'analyse avec le modèle à l'ETL.

ce qui est le cas ici, et indique non seulement que cette valeur est faible, mais que la largeur turbulente est mieux décrite par une fonction du type $\delta v_{turb} = f v_{therm}$ que par une valeur constante, mais la différence (en terme de χ^2) entre les 2 profils est faible. On retrouve donc dans MWC 480 le même comportement qualitatif que dans LkCa 15 ou DM Tau (DARTOIS *et al.* 2003).

Continuum : Les différentes valeurs de la densité de colonne du continuum Σ_c^0 sont elles aussi en relativement bon accord les unes avec les autres, avec une valeur moyenne $\Sigma_c^0 = 1.8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (Bien noter que cette densité de colonne est calculée en supposant un rapport massique de gaz sur poussière de 100).

Raie	$^{13}\text{CO}(1-0)$	$^{13}\text{CO}(2-1)$	$\text{HCO}^+(1-0)$	$\text{HCN}(1-0)$
PA	56.52 ± 1.42	58.29 ± 0.80	63.11 ± 2.51	45.57 ± 9.70
i	38.00 ± 2.05	41.01 ± 2.10	21.30 ± 9.32	22.92 ± 6.67
V_{lsr}	5.16 ± 0.02	5.17 ± 0.01	5.11 ± 0.03	4.62 ± 0.27
R_{int}	1.00	1.00	1.00	1.00
R_{out}	410.91 ± 21.51	472.80 ± 30.85	669.94 ± 712.52	196.86 ± 60.37
T_0	29.09 ± 1.55	30.23 ± 1.97	16.00 ± 11.17	64.36 ± 13.52
q	-0.07 ± 0.24	0.36 ± 0.11	0.89 ± 0.32	-0.34 ± 0.39
v_0	3.93 ± 0.10	3.82 ± 0.13	6.40 ± 2.41	4.66 ± 4.42
v	0.48 ± 0.03	0.51 ± 0.02	0.52 ± 0.04	0.50 ± 0.02
δv_{turb}	0.14 ± 0.08	0.17 ± 0.05	0.22 ± 0.10	0.43 ± 0.88
Σ_m^0	$81.1 \pm 9.2 \cdot 10^{15}$	$2.5 \pm 4.3 \cdot 10^{17}$	$2.0 \pm 1.1 \cdot 10^{13}$	$22.9 \pm 3.3 \cdot 10^{12}$
p_m	2.10 ± 0.14	3.86 ± 1.27	1.34 ± 0.47	1.67 ± 1.38
Raie	$\text{CN}(2-1)$	$^{12}\text{CO}(2-1)$		Moyenne
PA	54.90 ± 1.00	57.46 ± 0.20		57.43 ± 0.19
i	30.26 ± 2.66	37.06 ± 0.59		36.97 ± 0.53
V_{lsr}	5.02 ± 0.02	5.07 ± 0.00		5.08 ± 0.00
R_{int}	1.00	1.00		-
R_{out}	552.71 ± 39.97	542.75 ± 1.56		-
T_0	26.48 ± 4.60	49.74 ± 0.41		-
q	0.14 ± 0.13	0.69 ± 0.01		-
v_0	4.77 ± 0.06	3.95 ± 0.05		4.18 ± 0.03
v	0.49 ± 0.01	0.51 ± 0.01		0.51 ± 0.01
δv_{turb}	0.17 ± 0.04	-0.16 ± 0.02		-
Σ_m^0	$11.7 \pm 1.0 \cdot 10^{13}$	$92.6 \pm 1.5 \cdot 10^{17}$		-
p_m	2.29 ± 0.17	2.50 ± 1.00		-

TAB. 5.8: Paramètres déduits de l'ajustement des transitions moléculaires observées autour de MWC 480. La moyenne est faite sur toutes les transitions selon la formule 5.1

5.3 Chimie des disques protoplanétaires

5.3.1 DM Tau

DM Tau est une étoile T Tauri de type spectral M1 (SIMON *et al.* 2000). Son disque de gaz a été tout d'abord détecté par GUILLOTEAU & DUTREY (1994). Ses propriétés millimétriques ont été étudiées par DUTREY *et al.* (1997), qui avec le radiotélescope de Pico Veleta ont détecté les transitions $^{12}\text{CO}(2-1)$, $^{13}\text{CO}(2-1)$, $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{HNC}(1-0)$, $\text{CN}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$, $\text{CS}(3-2)$, $\text{CS}(5-4)$, $\text{H}_2\text{CO}(2_{12}-1_{11})$, $\text{H}_2\text{CO}(2_{02}-1_{01})$, $\text{H}_2\text{CO}(3_{13}-2_{21})$, $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCO}^+(3-2)$ et $\text{C}_2\text{H}(1-0)$. Dans une approche complémentaire, et en utilisant l'interféromètre du Plateau de Bure, GUILLOTEAU & DUTREY (1998) ont déterminé la structure physique du disque de DM Tau en analysant la raie $^{12}\text{CO}(1-0)$. Cette analyse a ensuite été affinée par DARTOIS *et al.* (2003) pour aboutir à la détermination plus précise de la structure physique, incluant la première mesure du gradient de température vertical dans les disques, avec la méthode déjà évoquée ci-dessus. SIMON *et al.* (2000) détermine une masse dynamique $M_* = 0.55 \pm 0.03 M_\odot$ et un âge d'environ 5 millions d'années.

GRADY *et al.* (2002) rapporte la détection d'une nébulosité détectée avec le télescope spatial Hubble et l'instrument STIS.

Enfin, récemment, CECCARELLI *et al.* (2004) clament la détection de la transition $1_{11} - 1_{10}$ de l'ortho- H_2D^+ avec le radiotélescope Caltech Submillimeter Observatory (CSO).

5.3.2 Résultats

Je présente ici les résultats des ajustements **avec le modèle à l'ETL** sur les transitions présentées au chapitre 3, ainsi que l'analyse des données présentées par DARTOIS *et al.* (2003) pour comparaison. La table 5.11 présente les résultats de ces ajustements, présentés graphiquement dans la figure 5.9.

Structure physique : Les valeurs ajustées de PA , i , V_{lsr} sont en accord avec celles trouvées précédemment par DARTOIS *et al.* (2003) dans leur analyse des transitions des isotopes de CO. De plus, la masse dynamique déduite de cette analyse est compatible avec la détermination de SIMON *et al.* (2000). Ceci confirme quantitativement l'impression donnée par la figure 3.15 que les transitions présentées proviennent bien du **même** disque.

Molécules : Il est donc possible d'étudier les distributions de molécules autres que CO. Je me permets de rappeler ici que ces résultats sont préliminaires, et que l'analyse a été conduite avec un modèle à l'ETL. Contrairement à l'analyse de LkCa 15 et de MWC 480, la température déduite de ces transitions autres que CO (à l'exception de $\text{HCO}^+(1-0)$) est sensiblement plus faible que celle déduite par DARTOIS *et al.* (2003) des transitions $^{13}\text{CO}(1-0)$ et $^{13}\text{CO}(2-1)$. Ceci pourrait indiquer une excitation sub-thermale, et seule la modélisation avec le code hors ETL permettra de confirmer (ou d'infirmer) cet élément. Les distributions spatiales des molécules responsables des transitions observées sont assez variées avec des rayons externes croissant

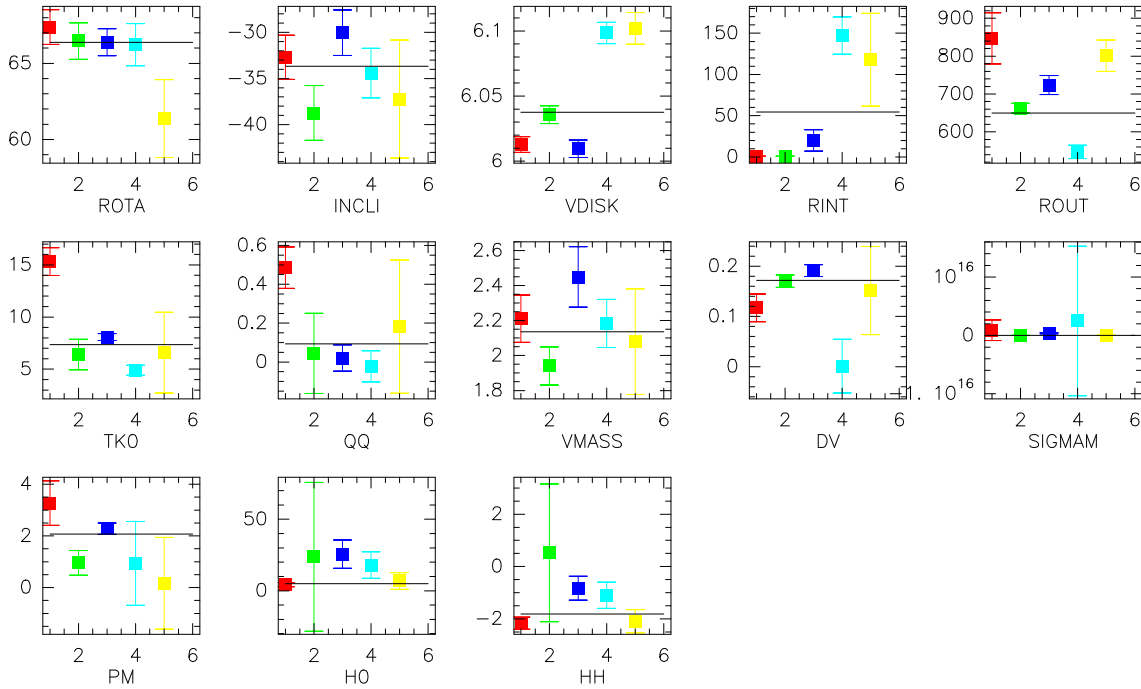


FIG. 5.9: Résultats des ajustements sur DM Tau. De la gauche vers la droite : $\text{HCO}^+(1-0)$, $\text{HCN}(1-0)$, $\text{CN}(2-1)$, $\text{H}_2\text{CO}(3_{13}-2_{21})$ et $\text{C}_2\text{H}(1-0)$. La droite horizontale correspond à la moyenne des valeurs des différentes transitions pondérées par leur incertitudes.

Paramètre	Valeur	Unité
V_{lsr}	6.04 ± 0.01	km.s^{-1}
PA	64.9 ± 0.2	$^\circ$
i	-35.3 ± 0.6	$^\circ$
v_0	2.04 ± 0.03	km.s^{-1}
M_*	0.47 ± 0.03	M_\odot

TAB. 5.9: Paramètres physiques du disque entourant DM Tau. Les barres d'erreur correspondent à 1σ , et ne prennent pas en compte l'incertitude sur la distance.

de $R_{out} = 550 \pm 20$ UA pour le H_2CO , à $R_{out} = 850 \pm 70$ UA pour le HCO^+ , en passant par, dans l'ordre croissant HCN , CN , et C_2H . À la résolution angulaire de nos observations, seules les distributions de H_2CO et C_2H , et dans une moindre mesure CN , semblent révéler un "trou" central (comme indiqué par la mesure d'un rayon interne R_{int}). Les densités de colonne des différentes molécules permettent, en les comparant à celles déduites de l'analyse du continuum ($\Sigma_c^0 = 1.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) d'en déduire leur abondance. On peut d'ore et déjà remarquer que les densités de colonne dans LkCa 15 et MWC 480 ($\Sigma_c^0 = 2.6 \text{ times } 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ $\Sigma_c^0 = 1.8 \times 10^{23}$ respectivement) sont un ordre de grandeur plus élevées que dans le cas de DM Tau, et que ceci pourrait expliquer que l'émission soit subthermale dans DM Tau, mais pas (ou peu) dans LkCa 15 ou MWC 480.

Molécule	Référence	Abondance	Déplétion	Déplétion
Note	TMC-1	(éq. 5.3)	(éq. 5.3)	DGG97
HCO ⁺	8×10^{-9}	1.4×10^{-8}	0.5	11
HCN	2×10^{-8}	1.2×10^{-10}	162	40
CN	3×10^{-8}	2.4×10^{-9}	12	10
C ₂ H	8×10^{-8}	6.1×10^{-9}	13	7
H ₂ CO	2×10^{-8}	2.8×10^{-10}	70	50

TAB. 5.10: Abondances dans DM Tau déduites de l'analyse (deuxième colonne), valeurs de référence dans TMC-1 (troisième colonne), et déplétion (dernière colonne) pour les transitions étudiées. Noter bien que ceci est déduit de l'analyse avec le modèle à l'ETL.

Ces valeurs sont relativement comparables (à l'exception de HCO⁺ et dans une moindre mesure HCN) à celles déduites par DUTREY *et al.* (1997) sur la base des spectres obtenus avec le radiotélescope de Pico Veleta. Je retrouve en particulier les fortes dépletions de HCN et H₂CO, ce qui semble (pour HCN) confirmé sur d'autres sources par l'étude de LkCa 15 et MWC480. Néanmoins, le fait que les transtions (autres que des isotopes de CO) dans DM Tau ne soit pas thermalisée nécessite de prendre ces valeurs avec la plus grande précaution.

Raie	HCO ⁺ (1-0)	HCN(1-0)	CN(2-1)
PA	67.38 ± 1.14	66.47 ± 1.20	66.39 ± 0.89
i	-32.71 ± 2.39	-38.74 ± 2.96	-30.05 ± 2.46
V_{lsr}	6.01 ± 0.01	6.04 ± 0.01	6.01 ± 0.01
R_{int}	1.00	1.00	20.00 ± 13.01
R_{out}	846.92 ± 67.41	662.78 ± 12.86	723.65 ± 25.31
T_0	15.31 ± 1.34	6.41 ± 1.47	8.08 ± 0.33
q	0.49 ± 0.11	0.04 ± 0.21	0.02 ± 0.07
v_0	2.21 ± 0.14	1.94 ± 0.11	2.45 ± 0.17
δv_{turb}	0.12 ± 0.03	0.17 ± 0.01	0.19 ± 0.01
Σ_m^0	$0.2 \pm 1.3 \cdot 10^{16}$	$17.9 \pm 9.0 \cdot 10^{12}$	$3.6 \pm 1.1 \cdot 10^{14}$
p_m	3.27 ± 0.86	0.96 ± 0.48	2.28 ± 0.22
Raie	H ₂ CO	C ₂ H(1-0)	Moyenne
PA	66.23 ± 1.39	61.37 ± 2.56	64.86 ± 0.20
i	-34.41 ± 2.69	-37.23 ± 6.39	-35.27 ± 0.60
V_{lsr}	6.10 ± 0.01	6.10 ± 0.01	6.04 ± 0.01
R_{int}	147.21 ± 22.53	117.86 ± 56.17	-
R_{out}	547.31 ± 17.70	801.00 ± 41.50	-
T_0	4.89 ± 0.48	6.59 ± 3.87	-
q	-0.02 ± 0.08	0.18 ± 0.34	-
v_0	2.18 ± 0.14	2.08 ± 0.30	2.04 ± 0.03
δv_{turb}	0.00 ± 0.05	0.15 ± 0.09	-
Σ_m^0	$0.9 \pm 1.8 \cdot 10^{15}$	$2.9 \pm 3.1 \cdot 10^{13}$	-
p_m	0.94 ± 1.62	0.17 ± 1.78	-

TAB. 5.11: Paramètres déduits de l'ajustement des transitions moléculaires observées autour de DM Tau . La moyenne est faite sur toutes les transitions selon la formule 5.1. Il est intéressant de noter que les températures T_0 paraissent relativement faibles (à part peut-être pour HCO⁺(1-0)).

5.4 Comparaisons entre étoiles T Tauri et étoiles de Herbig H Ae

5.4.1 Structures physiques

La figure 5.10 montre la différence des températures à 100 UA déduites des transitions $^{12}\text{CO J}=2-1$ et $^{13}\text{CO J}=2-1$ (obtenues avec des résolutions angulaires à peu près équivalentes). Ceci constitue, à l'ordre zéro, une estimation du gradient de température verticale entre "l'atmosphère" (en fait une zone située à 2-3 hauteurs d'échelle), et une zone plus profonde située à environ une hauteur d'échelle (DARTOIS *et al.* 2003). Cependant ceci s'entend avec les réserves déjà mentionnées. AB Aurigae a été incluse dans cette analyse bien que sa structure physique paraisse moins claire que dans le cas des autres disques protoplanétaires (la contribution d'une éventuelle enveloppe pouvant être significative, particulièrement dans la raie $^{12}\text{CO J}=2-1$).

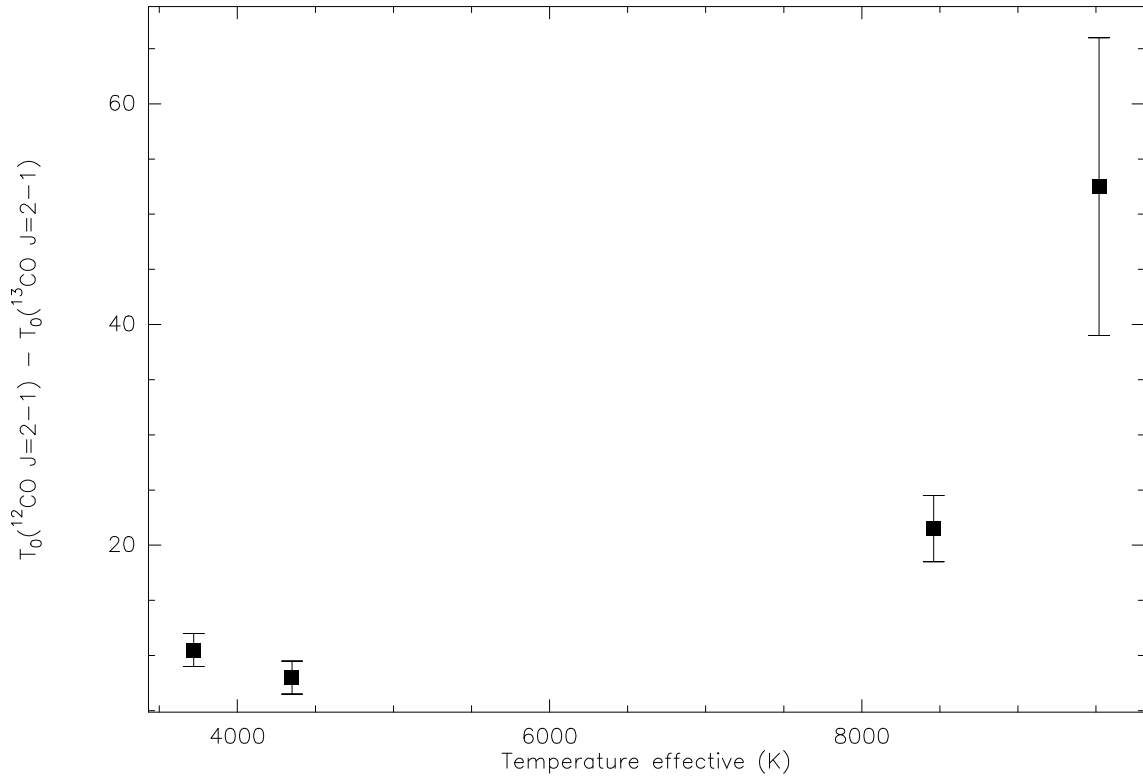


FIG. 5.10: Gradient de température en fonction de la température effective de l'étoile centrale. De la gauche vers la droite : DM Tau, LkCa 15, MWC 480 et AB Aur.

Le gradient dans LkCa 15 est (marginale) plus faible que celui de DM Tau. Ceci se retrouve également dans la valeur absolue des températures (voir figure 5.11).

Par ailleurs ceci confirme que les disques entourant les étoiles de Herbig Ae sont significativement plus chauds que ceux entourant les étoiles T Tauri.

Il est également intéressant de noter, que comme dans le cas de DM Tau, une partie de l'émission des isotopes de CO autour de LkCa 15 provient de **régions où la température**

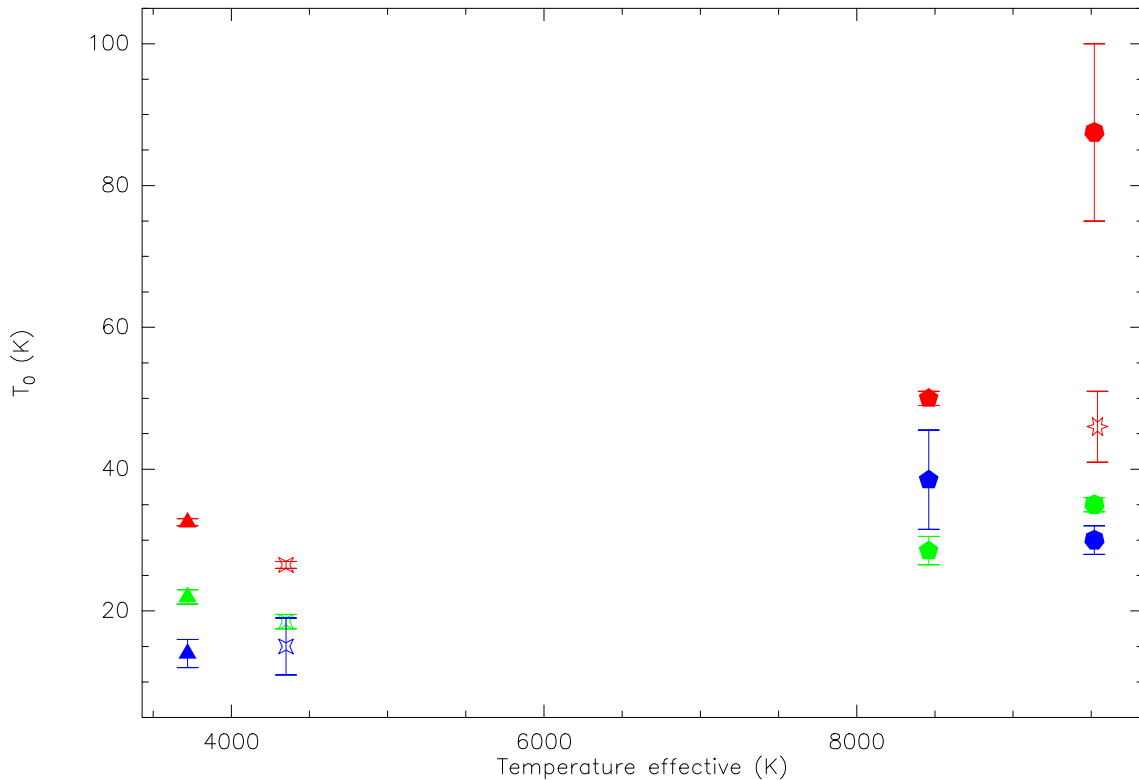


FIG. 5.11: Températures à 100 UA en fonction de la température effective de l'étoile centrale. De la gauche vers la droite : DM Tau (triangles pleins), LkCa 15 (étoiles à quatre branches creuses), MWC 480 (pentagones pleins), AB Aur (heptagones pleins) et HD 34282 (étoile à 6 branches creuse pour laquelle seule la température déduite de l'analyse $^{12}\text{CO } J=2-1$ est disponible). Températures $^{12}\text{CO}(2-1)$ en rouge ou gris foncé, $^{13}\text{CO}(2-1)$ en vert ou gris clair et $^{12}\text{CO}(1-0)$ en noir

cinétique est plus froide que leur température de sublimation, ce qui constitue un fait observationnel relativement solide, bien que non expliqué aujourd'hui. Le monoxyde de carbone est sous-abondant dans les disques d'étoiles T Tauri par rapport aux abondances des nuages moléculaires, ce qui n'est pas le cas dans les disques entourant les étoiles de Herbig Ae, où la température dont provient l'émission de CO est supérieure à cette température de sublimation.

5.4.2 Hauteurs d'échelles et distribution verticale des molécules

Un point que je n'ai pas développé lors de l'analyse des structures physiques de LkCa 15 et MWC 480 concerne les hauteurs d'échelle. Comme annoncé dans le chapitre 2, la hauteur d'échelle hydrostatique est définie comme :

$$h(r) = \sqrt{\frac{2k}{\mu m_H} \frac{r}{v_\theta(r)}} \sqrt{T(r)} \quad (5.7)$$

$$= h_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^h \quad (5.8)$$

La raison première de cette paramétrisation était, en l’absence de contraintes observationnelles, d’apporter une cohérence physique au modèle (pas seulement sur des arguments théoriques, mais également sur la base des observations en lumière diffusée de disques vus par la tranche). Cependant des ajustements menés sur les observations où les variables h_0 et h sont laissés libre montrent que ces dernières sont contraintes, ce qui constituait *a priori* une surprise.

Problème : Avec une hauteur d’échelle hydrostatique (i.e. calculée selon l’équation 5.7), on peut rencontrer les 2 problèmes suivants :

- Pour une transition optiquement épaisse, provenant de la surface plus chaude du disque, la hauteur d’échelle sera surévaluée par rapport à sa valeur théorique (celle calculée pour $T = T_{plan}$, où T_{plan} est la température du plan du disque).
- Si pour une raie, pour une raison ou une autre (qui peut être aussi reliée à la distribution verticale des molécules), l’inclinaison est biaisée, la vitesse orbitale v_0 le sera également. En effet, la véritable contrainte observationnelle est le produit $v_0 \times \sin i$, et l’erreur sur i se propagera sur la détermination de v_0 . En conséquence, dans le cas auto-cohérent (équation 5.7), la hauteur d’échelle calculée sera biaisée, et pour reproduire la hauteur d’échelle contrainte par les observations, la température cinétique sera également biaisée.

Implications : Une conséquence du fait que la hauteur d’échelle soit contrainte par les observations millimétriques est que dans le cas où cette dernière est calculée avec la formule 5.7, si les molécules ne sont pas distribuées avec une hauteur d’échelle “hydrostatique” (i.e. avec la formule 5.7), il en résultera un biais sur la loi de température (afin d’obtenir la hauteur d’échelle “réelle”).

Différence entre sources : Pour la raie de $^{12}\text{CO}(2-1)$, l’analyse en terme de hauteur d’échelle pour DM Tau, avec les données de DARTOIS *et al.* (2003), et LkCa 15, avec les données présentées ici donne les résultats suivants présentés dans la table 5.12.

Cet axe de recherche concernant les hauteurs d’échelles méritera d’être développé plus avant, en particulier en effectuant une comparaison entre sources et entre transitions.

5.4.3 Chimie observationnelle

Photo-dissociation sélective de CO : De l’étude de DM Tau par DARTOIS *et al.* (2003), il ressort que les différences de rayons externes entre ^{12}CO , ^{13}CO et C^{18}O s’expliqueraient relativement bien par des processus de photo-dissociation sélective des isotopes de CO.

Source	h_0 (UA)	h
DM Tau	18 ± 1	1.15 ± 0.04
LkCa 15	13 ± 1	1.20 ± 0.05
MWC 480	15 ± 1	1.10 ± 0.03

TAB. 5.12: Hauteurs d'échelle déduites de l'analyse ^{12}CO $J=2-1$ pour DM Tau, LkCa 15 et MWC 480 par ajustement des paramètres de l'équation 5.8.

Je rappelle dans le tableau 5.13 les mesures de rayons externes ^{12}CO et ^{13}CO dans DM Tau, LkCa 15 et MWC 480. Le rayon externe ^{13}CO indiqué dans cette table correspond à la moyenne pondérée des rayons externes déduits de l'analyse des raies $^{13}\text{CO}(2-1)$ et $^{13}\text{CO}(1-0)$.

Source	$R_{out}(^{13}\text{CO})$ (UA)	$R_{out}(^{12}\text{CO})$ (UA)
DM Tau	645 ± 15	800 ± 5
LkCa 15	525 ± 30	680 ± 10
MWC 480	435 ± 20	540 ± 2

TAB. 5.13: Rayons extérieurs de ^{12}CO et ^{13}CO dans DM Tau, LkCa 15, et MWC 480

Je retrouve qualitativement le même résultat que l'étude de DARTOIS *et al.* (2003), à savoir un rayon externe de ^{13}CO plus faible que le rayon externe de ^{12}CO .

Comparaison modèles de chimie: Je compare ici les densités de colonne déduites des ajustements effectués sur DM Tau et LkCa 15 avec les modèles de chimie de AIKAWA *et al.* (2002). Ces modèles prennent en compte un gradient vertical de température. Un des résultats de cette étude était de montrer que la plupart des molécules (hors H_2) existent dans une couche "tiède". En effet, ces modèles, qui prennent en compte l'adsorption des molécules sur les grains, prédisent d'une part que ces dernières sont toutes collées aux grains dans le plan du disque froid¹. D'autre part, dans les parties supérieures du disque, les molécules sont détruites par photodissociation par le flux ultraviolet interstellaire ou stellaire.

Je compare donc les densités de colonnes de différentes molécules dans LkCa 15 et DM Tau, puisque ces sources étaient celles déjà étudiées par AIKAWA *et al.* (2002) sur la base des observations de DUTREY *et al.* (1997) et QI (2001). La table 5.14 est une comparaison des densités de surface à 373 UA, rayon de référence de l'étude de AIKAWA *et al.* (2002) pour les différentes molécules observées. L'accord est qualitativement bon entre les modèles et nos observations, mais la distribution radiale des molécules est assez différente (alors que les modèles de chimie prévoient une distribution assez "plate", voir leur figure 3), les indices p_m trouvés dans notre analyse indiquent des distributions plus centralement piquées. De plus,

1. Ceci est parfaitement valide du point de vue théorique, mais je rappelle tout de même que les observations montrent qu'une partie au moins de l'émission des isotopes de CO provient d'une région plus froide que la température de condensation sur les grains, ce dont ces modèles ne rendent pas compte

Source	DM Tau	LkCa 15	AIKAWA <i>et al.</i> (2002)		
$\dot{M}(M_{\odot}.\text{an}^{-1})$			10^{-7}	10^{-8}	10^{-9}
HCO ⁺	$< 5 \times 10^{13}$	$< 2 \times 10^{13}$	9.0×10^{12}	9.9×10^{12}	4.8×10^{12}
HCN	$4.9 \pm 2.3 \times 10^{12}$	$8.7 \pm 1.9 \times 10^{12}$	2.1×10^{12}	2.3×10^{12}	1.5×10^{12}
CN	$1.7 \pm 0.7 \times 10^{13}$	$2.2 \pm 0.7 \times 10^{13}$	3.8×10^{12}	4.7×10^{12}	1.7×10^{13}
H ₂ CO	$< 1 \times 10^{15}$		2.9×10^{12}	3.3×10^{12}	3.8×10^{12}
C ₂ H	$2.7 \pm 1.3 \times 10^{13}$		6.2×10^{12}	6.0×10^{12}	7.9×10^{12}

TAB. 5.14: Densités de colonne à 373 UA dans DM Tau et LkCa 15(notre analyse), et comparaison avec les modèles de AIKAWA *et al.* (2002) correspondants à des taux d'accrétions $\dot{M} = 10^{-7}, 10^{-8}, 10^{-9} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$)

ces modèles n'expliquent pas la présence de CO gazeux à des températures inférieures à 17 K.

En terme de distribution spatiale, la comparaison des rayons internes tirés des ajustements avec le modèle de AIKAWA *et al.* (2002) n'est pas directe, puisque ce modèle ne prévoit pas "directement" de rayons internes. Par contre, la distribution radiale des molécules dans notre modèle est une loi de puissance¹ et la distribution des molécules dans les modèles de chimie n'a *a priori* aucune raison d'être distribuée selon une loi de puissance. Cependant, la comparaison des rayons internes avec la distribution radiale de molécules de AIKAWA *et al.* (2002, leur figure 3) est intéressante. Alors que les molécules les moins abondantes dans les régions internes du modèle de chimie sont C₂H et CN (et dans une moindre mesure H₂O), je trouve des rayons internes significatifs pour C₂H, et dans une moindre mesure CN, mais également H₂CO, ce qui n'est pas si marquant dans les calculs de AIKAWA *et al.* (2002), sauf peut-être pour $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}.\text{an}^{-1}$. La comparaison plus poussée des paramètres physico-chimiques dans DM Tau nécessitera une analyse plus approfondie, notamment à l'aide du modèle hors ETL, mais également une amélioration des modèles de chimie.

Différence entre les abondances de CO dans les étoiles HAe et T Tauri : L'analyse menée dans MWC 480 et de AB Aur a montré que les isotopes de CO avaient dans ces disques des abondances similaires à celles des nuages moléculaires comme par exemple celui de TMC-1. La température cinétique plus élevée qui prévaut dans ces disques empêche très certainement la condensation de CO sur les grains.

Ceci constitue un fait observationnel relativement solide, et confirme bien par comparaison la sous-abondance de CO dans les disques de T Tauri. Néanmoins, la présence en phase gazeuse de CO dans ces derniers demeure un mystère, les modèles de chimie prévoyant une condensation quasi-totale de CO dans les régions froides. Une alternative consiste à postuler un coefficient de collage anormalement faible, ou un mécanisme de désorption particulièrement

1. Dans tout les cas, le rapport signal-à-bruit des observations empêche une analyse par un profil plus complexe.

efficace.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Sommaire

6.1 Conclusions	135
6.2 Perspectives	136

6.1 Conclusions

Dans ce manuscrit, après avoir présenté le cadre général et le formalisme que j'utilise pour la modélisation des disques protoplanétaires, j'ai exposé les observations, obtenues grâce à la sensibilité de l'interféromètre du Plateau de Bure opéré par l'IRAM de nombreuses transitions moléculaires émises par les disques protoplanétaires des étoiles jeunes HD 34282, AB Aurigae, LkCa 15, MWC 480 et DM Tau. J'ai ensuite décrit le modèle de transfert de rayonnement hors équilibre thermodynamique local développé spécifiquement pour les géométries de disque.

Enfin, dans le chapitre 5, j'ai décrit l'analyse conduite sur la base de ces observations. Celle-ci m'a permis de mettre en évidence un certain nombre de nouveautés concernant les disques protoplanétaires entourant les étoiles jeunes précédemment mentionnées :

- L'étoile de Herbig HD 34282 est entourée par un disque protoplanétaire en rotation Képlérienne. Ce disque est par ailleurs de grande taille, relativement chaud (avec une loi de température en accord avec les modèles de disques passifs) et assez massif. En fait, ces observations montrent que les régions externes du disque entourant HD 34282 ne sont pas qualitativement différentes de celles entourant les étoiles T Tauri. Sur la base de la mesure de la masse dynamique de l'étoile et des données photométriques de l'étoile, cette analyse a mis en évidence que la détermination de la distance d'HD 34282 par le satellite Hipparcos était sous-estimée. Une étude ultérieure indépendante a confirmé cette nouvelle estimation de la distance d'HD 34282. Ceci constitue la première preuve de l'existence d'un disque en rotation Képlérienne autour d'une étoile de type spectral si précoce (A0).

- L'étoile de Herbig AB Aurigae, de type spectral A1 a été observée avec un lobe de taille inférieure à 1 seconde d'arc. Ces observations révèlent qu'AB Aur, considérée comme le prototype des étoiles de Herbig possède en réalité une structure inédite. Le disque qui l'entoure n'est pas en rotation Képlérienne et possède des bras spiraux (FUKAGAWA *et al.* 2004, et la structure du continuum à 1.3 mm). L'origine de cette perturbation n'est pas totalement comprise, mais pourrait être la trace de **l'accrétion de l'enveloppe sur le disque** ou d'un événement ayant perturbé le disque.
- L'analyse encore préliminaire de la structure physique de LkCa 15 et MWC 480 confirme l'existence de gradients verticaux de température dans les disques protoplanétaires observés comme dans le cas de DM Tau. Le rapport signal-à-bruit faible des transitions $^{13}\text{CO}(1-0)$ limite un peu l'analyse, mais l'existence d'un gradient vertical de température est démontrée.
- Les observations présentées dans cette thèse forment un mini-atlas moléculaire unique. Les transitions résolues à la fois spectralement et spatialement constituent un début prometteur de base de données concernant la chimie observationnelle dans les disques protoplanétaires.
- L'analyse en terme de chimie des transitions observées dans DM Tau, et dans une moindre mesure dans LkCa 15 et MWC 480 est tout à fait nouvelle car elle est réalisée sur des cartes résolues dont le rapport signal-à-bruit permet les premiers résultats quantitatifs. Bien que préliminaires, les résultats montrent que HCN et H_2CO par exemple sont très sous-abondants par rapport à leur abondance dans le nuage moléculaire TMC - 1. Les densités de colonne déduites sont qualitativement en accord avec les modèles de chimie, mais leur distribution radiale semble plus piquée que dans ces derniers.

6.2 Perspectives

6.2.1 Court terme

À court terme, les perspectives sont claires, et constituent le prolongement de l'analyse présentée dans ce manuscrit. L'analyse des structures physiques de LkCa 15 et MWC 480 doit être confirmée et permettra une comparaison plus poussée entre les différentes sources d'une part, et avec les modèles d'autre part.

La partie sur la chimie observationnelle doit également être approfondie afin de pouvoir confirmer ou infirmer les pistes ébauchées dans le chapitre 5. En particulier l'analyse avec le modèle hors ETL permettra, pour la première fois, de déterminer précisément les abondances et les distributions radiales des différentes molécules. J'ai décrit dans le chapitre 4 le modèle, opérationnel, qui me permettra de mener à bien cette étude (Piétu *et al.* 2005).

Ainsi, l'analyse complète et robuste de l'ensemble des transitions présentées au chapitre 3 pourra être publiée.

6.2.2 Moyen terme

À moyen terme, l'objectif est de poursuivre ce type d'études sur un échantillon plus large d'étoiles jeunes et de **raies moléculaires** et d'en faire l'étude en faisant parallèlement progresser les modèles de chimie afin que ces derniers rendent compte des contraintes observationnelles. En particulier, l'effet de la distribution des poussière (prenant en compte le grossissement des grains), est piste de recherche intéressante concernant la photochimie de ces objets.

Dans cette optique, la collaboration entre les observatoire de Bordeaux (Anne Dutrey, Stéphane Guilloteau, Aurore Bacmann), l'Institut d'Astrophysique Spatial (Emmanuel Dartois, Guillaume Pineau des Forêts, Pierre Hily-Blant) et l'Institut de Radio Astronomie Millimétrique (Jérôme Pety, Frédéric Gueth), s'est étendue en collaboration internationale avec la signature d'un "Memorandum of Understanding" avec le Max Planck Institut für Astronomie d'Heidelberg (Thomas Henning, Dimitri Semenov, Ralf Launhardt) et l'Université de Jena (Katarina Schreyer).

Le regroupement des différentes compétences de chacun des membres de ce groupe (stratégie observationnelle, transfert radiatif, et modèle de chimie) permettra, assurément, une analyse féconde sur la chimie des disques protoplanétaires, et donc de déterminer les conditions qui prévalent dans les disques externes, en attendant de pouvoir sonder les zones de formation planétaire.

La première action de cette collaboration a été la proposition d'observation faite à l'IRAM. Cette dernière vise à établir un atlas moléculaire plus complet (en transitions et en sources) des disques protoplanétaires. Leur analyse devrait permettre de progresser dans la compréhension de la chimie des disques protoplanétaires.

A moyen terme, l'objectif est également d'étudier le **continuum** à l'aide de l'interféromètre du Plateau de Bure et de l'interféromètre VLA afin d'étudier la distribution des poussières et d'apporter des contraintes sur la croissance des grains. Ceci se fera *via* une collaboration avec Antonella Natta et Leonardo Testi de l'Osservatorio Astrofisico di Arcetri qui possèdent une expertise dans l'observation avec le VLA et la modélisation du continuum.

6.2.3 Long terme

À long terme, l'interféromètre ALMA ("Atacama Large Millimeter Array") devrait révolutionner notre connaissance des disques protoplanétaires et de la formation stellaire et planétaire en permettant de sonder les régions où les planètes sont supposées se former (je rappelle que la résolution maximale d'ALMA à 230 GHz correspond à une distance d'environ 5 UA dans un système situé à 150 pc).

La figure 6.1 illustre les progrès qu'ALMA devraient permettre d'atteindre. La résolution (ici 0.1", mais les configurations les plus étendues permettront d'atteindre une résolution encore plus faible), et la sensibilité accrue aussi bien en continuum que dans les raies permettront l'étude des régions plus internes que celle sondées actuellement par l'interféromètre du Plateau de Bure.

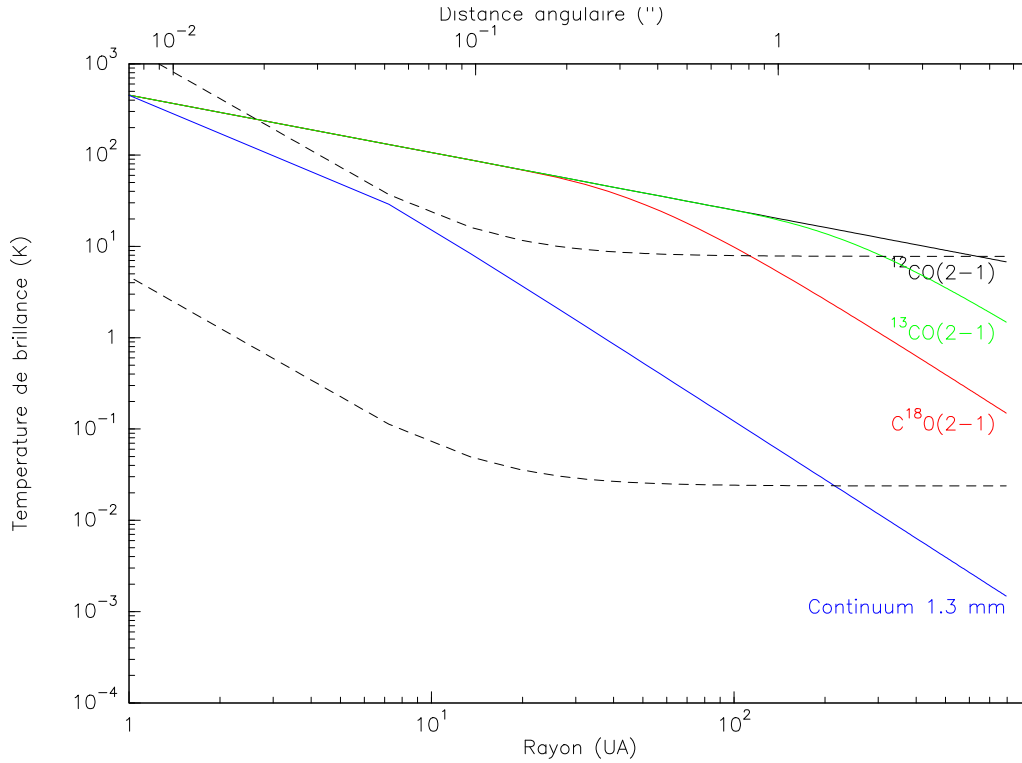


FIG. 6.1: *Température de brillance pour différentes raies : $^{12}\text{CO}(2-1)$ (noir), $^{13}\text{CO}(2-1)$ (vert), $\text{C}^{18}\text{O}(2-1)$ (rouge), et pour le continuum à 1.3 mm (bleu), et sensibilités (1σ) d’ALMA à 230 GHz (courbes pointillées), calculées avec un temps d’intégration de 6 h, une résolution spatiale de $1''$, et une largeur de bande de 0.039 MHz pour la courbe supérieure (raies), et 8 GHz pour la courbe inférieure (continuum)*

Les possibilités d’ALMA devrait peut-être même permettre la détection de sillons creusés dans les disques protoplanétaires par une planète de la masse de Jupiter orbitant à 5 UA de son étoile dans les systèmes proches (WOLF & D’ANGELO 2004).

La sensibilité d’ALMA offrira également la possibilité de détecter des disques dont l’émission est plus faible, et permettra d’effectuer des relevés plus complets. En effet, à l’heure actuelle, seuls les objets les plus brillants sont observables avec les instruments en service, constituant en quelque sorte “la partie émergée de l’iceberg”.

ALMA permettra d’obtenir des cartes de molécules encore moins abondantes et donc plus optiquement minces qu’aujourd’hui. Ceci permettra de contraindre la fraction d’ionisation dans les disques, dont dépendent les modèles physiques. Enfin, ALMA permettra de caractériser avec un degré de précision aujourd’hui hors d’atteinte, la structure physique (température, densité) des disques, mais également de mesurer le rapport gaz sur poussière.

Comme les disques de transitions, dont l’émission est au moins un ordre de grandeur plus faible que celle des disques protoplanétaires, seront détectables avec ALMA, il deviendra possible d’étudier la séquence évolutionnaire des analogues de la Nébuleuse Protosolaire et

de déterminer le temps caractéristique de dissipation des disques protoplanétaires. Ainsi, l'observation des disques protoplanétaires nous renseignera sur la formation de notre propre système Solaire.

L'utilisation optimale d'ALMA dépendra toutefois de notre capacité à comprendre et interpréter les observations qu'il fournira. Dans cette optique, l'interféromètre du Plateau de Bure constitue aujourd'hui et constituera encore pendant plusieurs années un instrument de choix pour analyser pas à pas les secrets de la formation stellaire et planétaire et développer une expertise à la fois observationnelle et en modélisation.

Bibliographie

- AIKAWA, Y. , MOMOSE, M. , THI, W. , VAN ZADELHOFF, G. *et al.* 2003, Interferometric Observations of Formaldehyde in the Protoplanetary Disk around LkCa 15, *PASJ* **55**, 11.
- AIKAWA, Y. , UMEBAYASHI, T. , NAKANO, T. ET MIYAMA, S. M. 1997, Evolution of Molecular Abundance in Protoplanetary Disks, *ApJ* **486**, L51+.
- AIKAWA, Y. , VAN ZADELHOFF, G. J. , VAN DISHOECK, E. F. ET HERBST, E. 2002, Warm molecular layers in protoplanetary disks, *A&A* **386**, 622.
- AMBARTSUMIAN, J. A. 1947, *Stellar Evolution and Astrophysics*, Erevan : Acad. Sci. Armen. SSR 1947.
- ANDRÉ, P. 2002, The Initial Conditions for Protostellar Collapse: Observational Constraints, *EAS Publications Series, Volume 3, Proceedings of "Star Formation and the Physics of Young Stars", held 18-22 September, 2000 in Aussois France. Edited by J. Bouvier and J.-P. Zahn. EDP Sciences, 2002, pp.1-38* **3**, 1.
- ANDRE, P. , WARD-THOMPSON, D. ET BARSONY, M. 2000, From Prestellar Cores to Protostars: the Initial Conditions of Star Formation, *Protostars and Planets IV* pp. 59+.
- APPENZELLER, I. ET MUNDT, R. 1989, T Tauri stars, *A&A Rev.* **1**, 291.
- AUGEREAU, J. C. , LAGRANGE, A. M. , MOUILLET, D. ET MÉNARD, F. 2001, HST/NICMOS2 coronagraphic observations of the circumstellar environment of three old PMS stars: HD 100546, SAO 206462 and MWC 480, *A&A* **365**, 78.
- BARY, J. S. , WEINTRAUB, D. A. ET KASTNER, J. H. 2003, Detections of Rovibrational H₂ Emission from the Disks of T Tauri Stars, *ApJ* **586**, 1136.
- BECKWITH, S. V. W. ET SARGENT, A. I. 1993, Molecular line emission from circumstellar disks, *ApJ* **402**, 280.
- BECKWITH, S. V. W. , SARGENT, A. I. , CHINI, R. S. ET GUESTEN, R. 1990, A survey for circumstellar disks around young stellar objects, *AJ* **99**, 924.
- BERTOUD, C. 1989, T Tauri stars - Wild as dust, *ARA&A* **27**, 351.

- BEVINGTON, P. R. ET ROBINSON, D. K. 2003, *Data reduction and error analysis for the physical sciences*, Data reduction and error analysis for the physical sciences, 3rd ed., by Philip R. Bevington, and Keith D. Robinson. Boston, MA: McGraw-Hill, ISBN 0-07-247227-8, 2003.
- BLANDFORD, R. D. ET PAYNE, D. G. 1982, Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets, *MNRAS* **199**, 883.
- BORN, M. ET WOLF, E. 1959, *Principles of Optics*, London: Pergamon Press, 1959.
- BOUWMAN, J. , DE KOTER, A. , VAN DEN ANCKER, M. E. ET WATERS, L. B. F. M. 2000, The composition of the circumstellar dust around the Herbig Ae stars AB Aur and HD 163296, *A&A* **360**, 213.
- BRACEWELL, R. N. 2000, *The Fourier transform and its applications*, The Fourier transform and its applications / Ronald N. Bracewell. Boston : McGraw Hill, c2000. (McGraw-Hill series in electrical and computer engineering. Circuits and systems).
- BUFFON, G. L. 1778, *Histoire Naturelle*, Paris, Imprimerie Royale, 1778.
- BURROWS, C. J. , STAPELFELDT, K. R. , WATSON, A. M. , KRIST, J. E. *et al.* 1996, Hubble Space Telescope Observations of the Disk and Jet of HH 30, *ApJ* **473**, 437.
- CABRIT, S. , EDWARDS, S. , STROM, S. E. ET STROM, K. M. 1990, Forbidden-line emission and infrared excesses in T Tauri stars - Evidence for accretion-driven mass loss?, *ApJ* **354**, 687.
- CALVET, N. ET GULLBRING, E. 1998, The Structure and Emission of the Accretion Shock in T Tauri Stars, *ApJ* **509**, 802.
- CANNON, A. J. ET MAYALL, M. W. 1949, The Henry Draper extension. II ., *Annals of Harvard College Observatory* **112**, 1.
- CARILLI, C. L. , CARLSTROM, J. E. ET HOLDAWAY, M. A. 1999, Millimeter Interferometry, dans *ASP Conf. Ser. 180: Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, pp. 565–+.
- CARILLI, C. L. ET HOLDAWAY, M. A. 1997, Application of Fast Switching Phase Calibration at mm Wavelength on 33 km Baselines, VLA Scientific Memo 173, National Radio Astronomy Observatory.
- CASSE, F. ET FERREIRA, J. 2000, Magnetized accretion-ejection structures. V. Effects of entropy generation inside the disc, *A&A* **361**, 1178.
- CASSEN, P. ET MOOSMAN, A. 1981, On the formation of protostellar disks, *Icarus* **48**, 353.
- CASSEN, P. ET SUMMERS, A. 1983, Models of the formation of the solar nebula, *Icarus* **53**, 26.

- CECCARELLI, C. , DOMINIK, C. , LEFLOCH, B. , CASELLI, P. *et al.* 2004, Detection of H_2D^+ : Measuring the Midplane Degree of Ionization in the Disks of DM Tauri and TW Hydrae, *ApJ* **607**, L51.
- CHAUVIN, G. , LAGRANGE, A.-M. , DUMAS, C. , ZUCKERMAN, B. *et al.* 2004, A giant planet candidate near a young brown dwarf. Direct VLT/NACO observations using IR wavefront sensing, *A&A* **425**, L29.
- CHEN, C. H. ET JURA, M. 2003, The Mid-Infrared-emitting Dust around AB Aurigae, *ApJ* **591**, 267.
- CLARK, B. G. 1980, An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN', *A&A* **89**, 377.
- COHEN-TANNOUJJI, C. , DUI, B. ET LALOE, F. 1973, *Mecanique quantique*, Collection Enseignement des Sciences, Paris: Herman, 1973.
- COPERNICUS, N. 1543, *Nicolai Copernici Torinensis De revolutionibus orbium coelestium, libri VI. Habes in HOC opere iam recens nato, aedito, studiose lector, motus stellarum, tam fixarum, quam erraticarum, cum EX ueteribus tum etiam EX recentibus obseruationibus restitutos: nouis insuper AC admirabilibus hypothesibus ornatos. Habes etiam tabulas expeditissimas, EX quibus eosdem AD quoduis tempus quam facillime caculare poteris. Igitur eme, lege, fruere. [Line in Greek].*, Norimbergae, apud Ioh. Petreium, 1543.
- D'ALESSIO, P. , CALVET, N. ET HARTMANN, L. 2001, Accretion Disks around Young Objects. III. Grain Growth, *ApJ* **553**, 321.
- D'ALESSIO, P. , CALVET, N. , HARTMANN, L. , LIZANO, S. *et al.* 1999, Accretion Disks around Young Objects. II. Tests of Well-mixed Models with ISM Dust, *ApJ* **527**, 893.
- DARTOIS, E. , DUTREY, A. ET GUILLOTEAU, S. 2003, Structure of the DM Tau Outer Disk: Probing the vertical kinetic temperature gradient, *A&A* **399**, 773.
- DE JONG, T. , BOLAND, W. ET DALGARNO, A. 1980, Hydrostatic models of molecular clouds, *A&A* **91**, 68.
- DUTREY, A. 1999, Latest Stages of Star Formation and Circumstellar Environment of Young Stellar Objects, dans *NATO ASIC Proc. 532: Planets Outside the Solar System: Theory and Observations*, pp. 13-+.
- DUTREY, A. (éditeur) 2000, *IRAM Millimeter Interferometry Summer School II*.
- DUTREY, A. , GUILLOTEAU, S. , DUVERT, G. , PRATO, L. *et al.* 1996, Dust and gas distribution around T Tauri stars in Taurus-Auriga. I. Interferometric 2.7mm continuum and ^{13}CO J=1-0 observations, *A&A* **309**, 493.
- DUTREY, A. , GUILLOTEAU, S. ET GUELIN, M. 1997, Chemistry of protosolar-like nebulae: The molecular content of the DM Tau and GG Tau disks., *A&A* **317**, L55.

- DUTREY, A. , GUILLOTEAU, S. ET SIMON, M. 1994, Images of the GG Tauri rotating ring, *A&A* **286**, 149.
- DUTREY, A. , GUILLOTEAU, S. ET SIMON, M. 2003, The BP Tau disk: A missing link between Class II and III objects?, *A&A* **402**, 1003.
- EISNER, J. A. , LANE, B. F. , AKESON, R. L. , HILLENBRAND, L. A. *et al.* 2003, Near-Infrared Interferometric Measurements of Herbig Ae/Be Stars, *ApJ* **588**, 360.
- ELSASSER, H. ET STAUDE, H. J. 1978, On the Polarization of Young Stellar Objects, *A&A* **70**, L3+.
- FEAUTRIER, P. 1964, A Procedure for computing the Mean Intensity and the Flux, *SAO Special Report* **167**, 80.
- FERREIRA, J. 1997, Magnetically-driven jets from Keplerian accretion discs., *A&A* **319**, 340.
- FUKAGAWA, M. , HAYASHI, M. , TAMURA, M. , ITOH, Y. *et al.* 2004, Spiral Structure in the Circumstellar Disk around AB Aurigae, *ApJ* **605**, L53.
- GOLDREICH, P. ET TREMAINE, S. 1980, Disk-satellite interactions, *ApJ* **241**, 425.
- GOODMAN, A. A. , BENSON, P. J. , FULLER, G. A. ET MYERS, P. C. 1993, Dense cores in dark clouds. VIII - Velocity gradients, *ApJ* **406**, 528.
- GRADY, C. , WOODGATE, B. , STAPELFELDT, K. , PADGETT, D. *et al.* 2002, HST/STIS Coronagraphic Imaging of the Disk of DM Tauri, *Bulletin of the American Astronomical Society* **34**, 1137.
- GRADY, C. A. , WOODGATE, B. , BRUHWEILER, F. C. , BOGGESS, A. *et al.* 1999, Hubble Space Telescope Space Telescope Imaging Spectrograph Coronagraphic Imaging of the Herbig AE Star AB Aurigae, *ApJ* **523**, L151.
- GRAY, R. O. ET CORBALLY, C. J. 1998, The Incidence of λ Boötis Stars via an Extension of the MK Spectral Classification System to Very Young A-Type Stars, *AJ* **116**, 2530.
- GREAVES, J. S. , MANNINGS, V. ET HOLLAND, W. S. 2000, The Dust and Gas Content of a Disk around the Young Star HR 4796A, *Icarus* **143**, 155.
- GREEN, D. A. ET PADMAN, R. 1993, A Survey of HI in Orion - Part Two - Largescale Features and the Lack of Evidence for Rotation, *MNRAS* **263**, 535.
- GUETH, F. ET GUILLOTEAU, S. 1999, The jet-driven molecular outflow of HH 211, *A&A* **343**, 571.
- GUILLOTEAU, S. , DELANNOY, J. , DOWNES, D. , GREVE, A. *et al.* 1992, The IRAM interferometer on Plateau de Bure, *A&A* **262**, 624.

- GUILLOTEAU, S. ET DUTREY, A. 1994, A Keplerian disk around DM Tau?, *A&A* **291**, L23.
- GUILLOTEAU, S. ET DUTREY, A. 1998, Physical parameters of the Keplerian protoplanetary disk of DM Tauri, *A&A* **339**, 467.
- GUILLOTEAU, S. , DUTREY, A. , MARTEN, A. ET GAUTIER, D. 1993, CO in the troposphere of Neptune: Detection of the J = 1-0 line in absorption, *A&A* **279**, 661.
- GUILLOTEAU, S. , DUTREY, A. ET SIMON, M. 1999, GG Tauri: the ring world, *A&A* **348**, 570.
- HÖGBOM, J. A. 1974, Aperture Synthesis with a Non-Regular Distribution of Interferometer Baselines, *A&AS* **15**, 417.
- HARO, G. 1952, Herbig's Nebulous Objects Near NGC 1999., *ApJ* **115**, 572.
- HARTMANN, L. 1998, *Accretion processes in star formation*, Accretion processes in star formation / Lee Hartmann. Cambridge, UK; New York: Cambridge University Press, 1998. (Cambridge astrophysics series; 32) ISBN 0521435072.
- HERBIG, G. H. 1951, The Spectra of Two Nebulous Objects Near NGC 1999., *ApJ* **113**, 697.
- HERBIG, G. H. 1960, The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity, *ApJS* **4**, 337.
- HERNÁNDEZ, J. , CALVET, N. , BRICEÑO, C. , HARTMANN, L. *et al.* 2004, Spectral Analysis and Classification of Herbig Ae/Be Stars, *AJ* **127**, 1682.
- HILY-BLANT, P. , DUTREY, A. , ROUEFF, E. , PINEAU DES FORETS, G. *et al.* 2003, Molecular Survey in Discs, dans *IAU Symposium*.
- JEANS, J. H. 1919, The Present Position of the Nebular Hypothesis, *JRASC* **13**, 215.
- JEFFREYS, H. 1918, Solar system, On the early history of the, *MNRAS* **78**, 424.
- JOY, A. H. 1945, T Tauri Variable Stars., *ApJ* **102**, 168.
- JOY, A. H. 1949, Bright-Line Stars among the Taurus Dark Clouds., *ApJ* **110**, 424.
- KANT, I. 1755, *Allgemeine Naturgeschichte und Theorie des Himmels*, Zeitz, Bei W. Webel, 1798. Neue aufl.
- KEPLER, J. 1609, *Astronomia nova.*, (Pragae) 1609.
- KEPLER, J. , PTOLEMAEUS, C. ET FLUDD, R. 1619, *Harmonices mundi libri v. quorum primus geometricus, de figurarum regularium, quae proportionibus harmonicis constituunt,*

- ortu demonstrationibus, secundus architectonicus, SEU EX geometria figurata, de figurarum regularium congruentia in plano vel solido: tertius proprie harmonicus, de proportionum harmonicarum ortu EX figuris*, Lincii Austriae, sumptibus G. Tampachii, excudebat I. Plancvs, 1619.
- KOERNER, D. W. , SARGENT, A. I. ET BECKWITH, S. V. W. 1993, A rotating gaseous disk around the T Tauri star GM Aurigae, *Icarus* **106**, 2.
- KOLMOGOROV, A. N. 1941, The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynold's numbers, dans *Comptes rendus (Doklady) de l'Académie des Sciences de l'U.R. S.S.*, Volume 30, pp. 301–305.
- KRIST, J. E. , BURROWS, C. J. , STAPELFELDT, K. R. ET WFPC2 ID TEAM 1997, HST WFPC2 GTO Observations of Circumstellar Material, *Bulletin of the American Astronomical Society* **29**, 1215.
- LACHAUME, R. 2003, Structure des disques d'accrétion autour des étoiles jeunes de faible masse, *Ph.D. Thesis* .
- LAPLACE, P. S. 1796, *Exposition du Système du monde*, Paris, Imprimerie du Cercle Social, an IV.
- LARSON, R. B. 1969, Numerical calculations of the dynamics of collapsing proto-star, *MNRAS* **145**, 271.
- LAY, O. P. 1997a, Phase calibration and water vapor radiometry for millimeter-wave arrays, *A&AS* **122**, 547.
- LAY, O. P. 1997b, The temporal power spectrum of atmospheric fluctuations due to water vapor, *A&AS* **122**, 535.
- LIN, D. N. C. ET PAPALOIZOU, J. 1986, On the tidal interaction between protoplanets and the protoplanetary disk. III - Orbital migration of protoplanets, *ApJ* **309**, 846.
- LUCAS, R. 1974, On the formation of millimeter-wavelength molecular lines /CO and CS/ in interstellar clouds, *A&A* **36**, 465.
- LYNDEN-BELL, D. ET PRINGLE, J. E. 1974, The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables., *MNRAS* **168**, 603.
- MALFAIT, K. , BOGAERT, E. ET WAELKENS, C. 1998, An ultraviolet, optical and infrared study of Herbig Ae/Be stars, *A&A* **331**, 211.
- MANNINGS, V. ET SARGENT, A. I. 1997, A High-Resolution Study of Gas and Dust around Young Intermediate-Mass Stars: Evidence for Circumstellar Disks in Herbig AE Systems, *ApJ* **490**, 792.

- MASUNAGA, H. ET INUTSUKA, S. 2000, A Radiation Hydrodynamic Model for Protostellar Collapse. II. The Second Collapse and the Birth of a Protostar, *ApJ* **531**, 350.
- MAYOR, M. ET QUELOZ, D. 1995, A Jupiter-Mass Companion to a Solar-Type Star, *Nature* **378**, 355.
- MEEUS, G. , WATERS, L. B. F. M. , BOUWMAN, J. , VAN DEN ANCKER, M. E. *et al.* 2001, ISO spectroscopy of circumstellar dust in 14 Herbig Ae/Be systems: Towards an understanding of dust processing, *A&A* **365**, 476.
- MERÍN, B. , MONTESINOS, B. , EIROA, C. , SOLANO, E. *et al.* 2004, Study of the properties and spectral energy distributions of the Herbig AeBe stars HD 34282 and HD 141569, *A&A* **419**, 301.
- MONNIER, J. D. ET MILLAN-GABET, R. 2002, On the Interferometric Sizes of Young Stellar Objects, *ApJ* **579**, 694.
- MOUILLET, D. , LARWOOD, J. D. , PAPALOIZOU, J. C. B. ET LAGRANGE, A. M. 1997, A planet on an inclined orbit as an explanation of the warp in the Beta Pictoris disc, *MNRAS* **292**, 896.
- NAJITA, J. R. ET SHU, F. H. 1994, Magnetocentrally driven flows from young stars and disks. 3: Numerical solution of the sub-Alfvénic region, *ApJ* **429**, 808.
- NAKANO, T. 1998, Star Formation in Magnetic Clouds, *ApJ* **494**, 587.
- NATTA, A. , GRININ, V. ET MANNINGS, V. 2000, Properties and Evolution of Disks around Pre-Main-Sequence Stars of Intermediate Mass, *Protostars and Planets IV* pp. 559–+.
- NATTA, A. , TESTI, L. , NERI, R. , SHEPHERD, D. S. *et al.* 2004, A search for evolved dust in Herbig Ae stars, *A&A* **416**, 179.
- NEWTON, I. 1687, *Philosophiae naturalis principia mathematica, vol. 1 - 4*, -.
- OLMI, L. ET DOWNES, D. 1992, Interferometric measurement of tropospheric phase fluctuations at 86 GHz on antenna spacings of 24 M to 288 M, *A&A* **262**, 634.
- PIÉTU, V. , DUTREY, A. ET KAHANE, C. 2003, A Keplerian disk around the Herbig Ae star HD 34282, *A&A* **398**, 565.
- PRESS, W. H. 2002, *Numerical recipes in C++: the art of scientific computing*, Numerical recipes in C++: the art of scientific computing by William H. Press. xxviii, 1,002 p. : ill. ; 26 cm. Includes bibliographical references and index. ISBN : 0521750334.
- PRINGLE, J. E. 1981, Accretion discs in astrophysics, *ARA&A* **19**, 137.
- QI, C. 2001, Aperture synthesis studies of the chemical composition of protoplanetary disks and comets, *Ph.D. Thesis* .

- QI, C. , KESSLER, J. E. , KOERNER, D. W. , SARGENT, A. I. *et al.* 2003, Continuum and CO/HCO⁺ Emission from the Disk Around the T Tauri Star LkCa 15, *ApJ* **597**, 986.
- RYBICKI, G. B. ET HUMMER, D. G. 1983, The specific luminosity of a three-dimensional medium in terms of the escape probability, *ApJ* **274**, 380.
- SHAKURA, N. I. ET SUNYAEV, R. A. 1973, Black holes in binary systems. Observational appearance., *A&A* **24**, 337.
- SHU, F. , NAJITA, J. , OSTRIKER, E. , WILKIN, F. *et al.* 1994, Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. 1: A generalized model, *ApJ* **429**, 781.
- SHU, F. H. , ADAMS, F. C. ET LIZANO, S. 1987, Star formation in molecular clouds - Observation and theory, *ARA&A* **25**, 23.
- SIESS, L. , DUFOUR, E. ET FORESTINI, M. 2000, An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars, *A&A* **358**, 593.
- SIMON, M. , DUTREY, A. ET GUILLOTEAU, S. 2000, Dynamical Masses of T Tauri Stars and Calibration of Pre-Main-Sequence Evolution, *ApJ* **545**, 1034.
- SITKO, M. L. 1981, Spectral energy distributions of hot stars with circumstellar dust, *ApJ* **247**, 1024.
- SITKO, M. L. , GRADY, C. A. , LYNCH, D. K. , RUSSELL, R. W. *et al.* 1999, Cometary Dust in the Debris Disks of HD 31648 and HD 163296: Two “Baby” beta Pictoris Stars, *ApJ* **510**, 408.
- SMITH, B. A. ET TERRILE, R. J. 1984, A circumstellar disk around Beta Pictoris, *Science* **226**, 1421.
- SNELL, R. L. , LOREN, R. B. ET PLAMBECK, R. L. 1980, Observations of CO in L1551 - Evidence for stellar wind driven shocks, *ApJ* **239**, L17.
- SOBOLEV, V. V. 1957, The Diffusion of L α Radiation in Nebulae and Stellar Envelopes., *Soviet Astronomy* **1**, 678.
- STAHLER, S. W. , KORYCANSKY, D. G. , BROTHERS, M. J. ET TOUMA, J. 1994, The early evolution of protostellar disks, *ApJ* **431**, 341.
- STROM, K. M. , STROM, S. E. , EDWARDS, S. , CABRIT, S. *et al.* 1989, Circumstellar material associated with solar-type pre-main-sequence stars - A possible constraint on the timescale for planet building, *AJ* **97**, 1451.
- SYLVESTER, R. J. , SKINNER, C. J. , BARLOW, M. J. ET MANNINGS, V. 1996, Optical, infrared and millimetre-wave properties of Vega-like systems., *MNRAS* **279**, 915.

- TAYLOR, G. B. , CARILLI, C. L. et PERLEY, R. A. (éditeurs) 1999, *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*.
- THI, W.-F. , VAN ZADELHOFF, G.-J. ET VAN DISHOECK, E. F. 2004, Organic molecules in protoplanetary disks around T Tauri and Herbig Ae stars, *A&A* **425**, 955.
- TOWNES, C. H. ET SCHAWLOW, A. L. 1955, *Microwave Spectroscopy*, Microwave Spectroscopy, New York: McGraw-Hill, 1955.
- VAN DEN ANCKER, M. E. , DE WINTER, D. ET TJIN A DJIE, H. R. E. 1998, HIPPARCOS photometry of Herbig Ae/Be stars, *A&A* **330**, 145.
- WEIZSÄCKER, C. F. V. 1943, Über die Entstehung des Planetensystems. Mit 2 Abbildungen., *Zeitschrift für Astrophysics* **22**, 319.
- WILLACY, K. , KLAHR, H. H. , MILLAR, T. J. ET HENNING, T. 1998, Gas and grain chemistry in a protoplanetary disk, *A&A* **338**, 995.
- WILLACY, K. ET LANGER, W. D. 2000, The Importance of Photoprocessing in Protoplanetary Disks, *ApJ* **544**, 903.
- WOLF, S. ET D'ANGELO, G. 2004, On the Observability of Giant Protoplanets in Circumstellar Disks, *ArXiv Astrophysics e-prints* .
- WROBEL, J. M. ET WALKER, R. C. 1999, Sensitivity, dans *ASP Conf. Ser. 180: Synthesis Imaging in Radio Astronomy II*, pp. 171–+.
- YOUNG, T. 1803, *The bakerian lecture: Experiments and calculations relative to physical optics*, London: Philosophical transactionis of the Royal Astronomy; da p. 1 a p. 76; AQ 209.

Annexe A

Implémentation de la méthode des probabilités d'échappement

Dans notre cas, l'élément J_{ik} de la matrice J s'obtient :

$$\begin{aligned}
 J_{ik} &= \frac{\partial F_i}{\partial n_k} \\
 &= \frac{\partial \left[\sum_{j>i} g_j n_j (\beta_{ij} A_{ji} (1 + R_{ij} + C_{ji})) + \sum_{j<i} g_j n_j (C_{ji} + \beta_{ij} A_{ji} R_{ij}) \right]}{\partial n_k} \\
 &= \frac{\partial \left[g_i n_i \sum_{j>i} (C_{ij} + \beta_{ij} A_{ji} R_{ij}) - g_i n_i \sum_{j<i} (\beta_{ij} A_{ij} (1 + R_{ij}) + C_{ij}) \right]}{\partial n_k} \quad (\text{A.1})
 \end{aligned}$$

Et les J_{ik} valent donc respectivement pour $k = i$, $k > i$ et $k < i$:

$$\begin{aligned}
 F_{ii} &= g_i \sum_{j>i} (C_{ij} + \beta_{ij} A_{ji} R_{ij}) - g_i \sum_{j<i} (\beta_{ij} A_{ij} (1 + R_{ij}) + C_{ij}) \\
 &+ \frac{\partial \beta_{ij}}{\partial n_i} \sum_{j>i} g_j n_j (A_{ji} (1 + R_{ij}) - g_i n_i A_{ji} R_{ij}) \\
 &- \frac{\partial \beta_{ij}}{\partial n_i} \sum_{j<i} g_j n_j (A_{ji} (1 + R_{ij}) - g_i n_i A_{ji} R_{ij}) \quad \text{pour } k = i \quad (\text{A.2})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_{ik} &= g_k (\beta_{ik} A_{ki} (1 + R_{ik}) + C_{ki}) \\
 &+ \frac{\partial \beta_{ik}}{\partial n_k} g_k n_k (A_{ki} (1 + R_{ik}) - g_i n_i A_{ki} R_{ik}) \\
 &- \frac{\partial \beta_{ik}}{\partial n_k} g_i n_i (A_{ki} (1 + R_{ik}) - g_k n_k A_{ki} R_{ik}) \quad \text{pour } k > i \quad (\text{A.3})
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 F_{ik} &= g_k (C_{ki} + \beta_{ik} A_{ki} R_{ik}) \\
 &+ \frac{\partial \beta_{ik}}{\partial n_k} g_k n_k (A_{ki} (1 + R_{ik}) - g_i n_i A_{ki} R_{ik}) \\
 &- \frac{\partial \beta_{ik}}{\partial n_k} g_i n_i (A_{ki} (1 + R_{ik}) - g_k n_k A_{ki} R_{ik}) \quad \text{pour } k < i \quad (\text{A.4})
 \end{aligned}$$